UNIVERSITATEA „AL.I.CUZA" IAȘI
FACULTATEA DE FIZICĂ

I.GOLOVCENCO
M.DELIBAȘ

OPTICA

1975

Scanned with OKEN Scanner

UNIVERSITATEA "AL.I.CUZA" IASI
FACULTATEA DE FIZICA

Conf. Ioan Golovcenco
Lect.dr. Mihai Delibaş

O P T I C A

I a ş i
- 1 9 7 5 -

Scanned with OKEN Scanner

B I B L I O G R A F I E

1. Ţintea H. Optică şi spectroscopie, Bucureşti, Editura didactică şi pedagogică, 1972.
2. Brătescu Gh. Optica, Bucureşti, Editura didactică şi pedagogică, 1965.
3. Mihul C. Curs de fizică generală (optica) fasc.I şi II,Iaşi, Litografia învăţământului, 1956.
4. Friş S.E., Timoreva A.V. Fizica generală III, Bucureşti, Editura tehnică, 1965.
5. Landsberg S.C. Optica, Bucureşti, Editura tehnică, 1958.
6. Pop V. Optică şi spectroscopie, Iaşi, Notiţe de curs I (1973) şi II (1974).
7. Bîrcă-Gălăţeanu, Ţiţeica R., Naumescu M., Şeptilici R. Fizica II, Bucureşti, Editura didactică şi pedagogică, 1971.
8. Dévoré G., Annequin R., Cours de physique (Optique) I,II, Paris, Vuibert, 1965.
9. Zisman G.A., Todes O.M., Curs obşcei fizichi, III, Moscova, Nauka, 1965.
10. Born M., Wolf E. Principles of Optics. New York, Pergamon Pres, 1965.
11. Bruhat G.,Optique, Paris, Masson et Co., 1965.
12. Ditchburn R.W. Ligt, Glascow, Blackie and Sons, 1963.
13. Smith F.G., Optics, London, John Wiley and Sons Ltd.,1971.
14. Klein M.V., Optics, New York, John Wiley and Sons, 1970.
15. Grimsehl E., Lehrbuch der Physic, Leipzig, Ed. Teubner,1950.
16. Houston R.A., Physical Optics, London, Blackie and Sons,1957.

Scanned with OKEN Scanner

I N T R O D U C E R E

Este bine cunoscut,din viaţa de toate zilele,că unele corpuri aflate în anumite condiţii,de exemplu aduse în stare de incandescenţă,produc asupra ochiului omului o impresie fiziologică pe care o numim.în limbaj uzual, lumină.Cu studiul propagării luminii şi al producerii fenomenelor luminoase se ocupă partea fizicii numită OPTICA.

Dezvoltarea pe care a cunoscut-o fizica,în decursul timpului,a lărgit treptat şi a generalizat conţinutul noţiunii de "lumină".In prezent prin "lumină" înţelegem un ansamblu de fenomene obiective care stau în strînsă legătură cu propagarea în spaţiu a unor unde electromagnetice de lungimi de undă scurte, indiferent dacă acestea produc sau nu asupra ochiului nostru o impresie vizuală.

Incă din timpul Greciei antice,învăţaţii au constatat că în mediile omogene transparente lumina se propagă în linie dreaptă.O dovadă experimentală a acestei proprietăţi a luminii o găsim în faptul că toate corpurile opace fiind iluminate cu ajutorul unei surse luminoase punctiforme (de dimensiuni neglijabile în raport cu distanţa sursă-punct de observaţie)dau naştere la o umbră bine conturată.Relaţia dintre conturul obiectului şi umbra acestuia corespunde unei proiecţii geometrice a corpului respectiv cu ajutorul unui fascicul de drepte care pornesc din punctul unde se află sursa de lumină(fig.1).

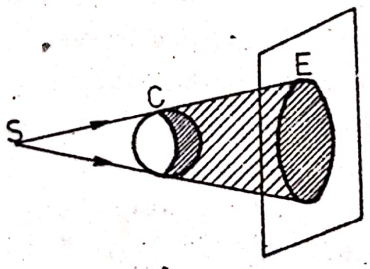


Fig.1.

Un alt fapt care dovedeşte propagarea luminii în linie dreaptă îl constituie formarea imaginii obiectelor cu ajutorul unei camere obscure.Camera obscură este o incintă prevăzută cu un mic orificiu a(fig.2).Raza luminoasă care porneşte din punctul A al obiectului luminos,propagîndu-

se în linie dreaptă formează pe peretele opus al camerei obscure o pată luminoasă A' . Ansamblul unor astfel de pete luminoase, formate de razele luminoase care pornesc din diferitele puncte ale obiectului AB, dau naştere la imaginea răsturnată A'B' a acestui obiect.Legea propagării rectilinii a luminii permite explicarea multor fenomene naturale ca formarea eclipselor de lună şi de soare, fazele lunii ş.a. şi poate fi considerată ca fiind bine fundamentată din punct de vedere experimental. Astăzi se ştie însă că această lege nu este perfect riguroasă, ea avînd un caracter de primă aproximaţie.Valabilitatea ei este limitată la cazurile cînd deschiderile prin care trece lumina nu sînt prea mici sau,mai precis, dacă acestea nu sînt prea mari în comparaţie cu lungimea de undă a radiaţiei respective.In majoritatea cazurilor întîlnite în practică, această condiţie este îndeplinită şi utilizarea acestei legi este de mare folos pentru proiectarea şi construirea diferitelor instrumente optice.

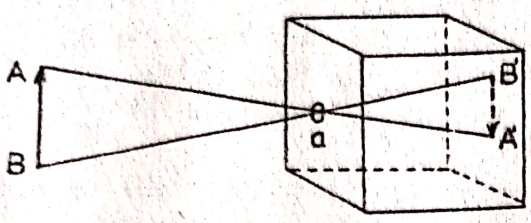
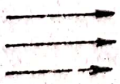


Fig 2

Sursele de lumină pe care le întrebuinţăm pentru a studia legile opticii sînt constituite dintr-un număr foarte mare de puncte luminoase. De multe ori însă se face abstracţie de dimensiunile surselor de lumină considerîndu-le ca surse punctiforme. De la un punct luminos lumina se propagă în toate direcţiile în linie dreaptă.O anumită direcţie de propagare o numim <u>rază de lumină</u> . Se înţelege că punctul luminos şi raza de lumină sînt simple abstracţii.In realitate avem de a face cu <u>corpuri luminoase</u> de la care pornesc <u>fascicule de lumină</u> . Acestea pot fi : paralele  convergente şi divergente

Partea opticii care studiază fenomenele luminoase servindu-se de raze luminoase ca simple linii geometrice poartă denumirea de <u>OPTICĂ GEOMETRICĂ</u> .

O altă proprietate a luminii constă în faptul că razele luminoase nu se influenţează reciproc atunci cînd se inter-

sectează, păstrîndu-şi individualitatea în propagare ca şi cum s-ar propaga singure. Lumina se comportă însă în acest mod numai în cazul cînd fasciculele de lumină care se intersectează vin de la surse independente (separate).Această proprietate a luminii este cunoscută sub denumirea de principiul independenţei acţiunii fasciculelor de lumină şi stă la baza fotometriei , o parte a opticii care studiază metodele de măsurare a mărimilor ce caracterizează lumina.

Pînă la începutul secolului al XIX-lea dezvoltarea opticii s-a bazat în principal pe faptul că lumina se propagă în linie dreaptă.Totuşi, încă din secolul al XVII-lea se cunoşteau fapte care arătau că în unele cazuri se observă abateri de la această regulă.Astfel, imaginile obţinute în camera obscură prevăzută cu o deschidere a foarte mică, de ordinul 0,01 mm, nu mai sînt bine conturate.Acest fapt poate fi explicat admiţînd că în spatele unei deschideri foarte mici lumina îşi schimbă direcţia de propagare.Mai mult decît atît,experienţa a arătat că atunci cînd lumina trece prin deschideri mici dreptunghiulare(fante) sau circulare(diafragme),practicate într-un ecran opac, se obţin în spatele ecranului dungi luminoase şi întunecate alternative.La o examinare mai atentă se constată că asemenea dungi există şi la marginea umbrei obţinute cu o sursă de lumină punctiformă.Aceste feomene care au primit respectiv denumirile de difracţie şi de interferenţă sînt astăzi bine cunoscute.Cu studiul lor şi cu a altor fenomene,cum sînt de exemplu polarizarea,absorbţia şi dispersia luminii, se ocupă OPTICA FIZICĂ .

Scurtă privire istorică asupra evoluţiei concepţiilor despre natura luminii

De la început,problema principală a opticii a constat în a explica dece omul poate vedea obiectele înconjurătoare. Pe baza materialului experimental destul de restrîns cunoscut pe atunci,diferiţi filozofi greci au propus teorii tinzînd să explice fenomenele luminoase.Astfel, unii dintre aceştia(Pitagora,Euclid) considerau că obiectele se văd datorită unei funcţiuni a ochiului, de pipăire a obiectelor cu ajutorul razelor vizuale care pornesc din ochi ca nişte tentacule.Astfel,

Euclid,în tratatele sale " Optica " şi " Catoptica" (anul 3oo î.e.n.),pe baza acestor presupuneri formulează legea propagării rectilinii a luminii ca şi legea egalităţii unghiurilor de reflexie şi de incidenţă-.Alţi filozofi au emis însă părerea că lumina porneşte de la corpuri,fie cînd acestea sînt aduce în stare de incandescenţă,fie cînd ele absorb lumina sau îi schimbă direcţia de propagare.O astfel de concepţie este expusă în poemul lui Lucreţius , "De natura rerum " . Filozofii greci n-au reuşit să enunţe însă în mod corect legea refracţiei luminii.Incercarea de a stabili legea refracţiei luminii aparţine renumitului astronom Ptolemeu(anul 12o e.n.) care a efectuat măsurători,relativ exacte pentru vremea sa, ale unghiurilor de refracţie r corespunzătoare unghiurilor de incidenţă i şi a ajuns la concluzia că unghiul de refracţie este proporţional cu unghiul de incidenţă în conformitate cu relaţia i/r = constant.

De-abia în sec. XI , cercetătorul arab Alhazen arată că această relaţie nu se verifică pentru unghiuri de incidenţă mari,dar el nu a putut formula o lege mai precisă.Legea refracţiei luminii a fost stabilită corect în anul 1621 de către fizicianul olandez W.Snelius.Formularea ei matematică,în forma pe care o cunoaştem astăzi $\frac{\sin i}{\sin r}$ = const., a fost dată în anul 163o de către Descartes care nu a cunoscut,probabil,lucrarea lui Snelius rămasă nepublicată.

Spre sfîrşitul sec. XVII şi începutul sec.XVIII au apărut primele teorii ştiinţifice pentru explicarea fenomenelor optice.Prima teorie asupra naturii luminii care a jucat un rol important în ştiinţă a fost elaborată de I. Newton (17o4) .Ea este cunoscută sub numele de

1.<u>Teoria corpusculară a naturii luminii(teoria emisiunii luminii</u>)

După Newton,corpul incandescent <u>emite</u> corpuscule de lumină care se propagă în virtutea inerţiei în linie dreaptă cu o viteză considerabilă.Argumentul principal folosit de Newton în favoarea teoriei sale a fost propagarea rectilinie a luminii. Teoria corpusculară explica reflexia luminii făcînd analogia cu

reflexia unor bile elastice care se ciocnesc de un plan, în care caz, după cum ştim, unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidenţă.Refracţia luminii o explica admiţînd că mediile mai dense atrag corpusculele luminoase din care cauză viteza lor în aceste medii devine mai mare. Pornind de la această presupunere se poate demonstra uşor că în mediile mai dense, aşa cum arată şi experienţa, raza refractată se apropie de normală în aşa mod încît indiferent de valoarea unghiului de incidenţă raportul $\frac{\sin i}{\sin r}$ rămîne constant . Intr-adevăr, să presupunem că lumina se propagă dintr-un mediu în care viteza ei este v_1 într-un al doilea mediu în care viteza ei este v_2 . După Newton,dacă mediul al doilea este mai dens atunci $v_2 > v_1$ .Aceste viteze pot fi descompuse în componentele v_t şi v_n respectiv paralelă şi perpendiculară la suprafaţa de separaţie a celor două medii(fig.3).

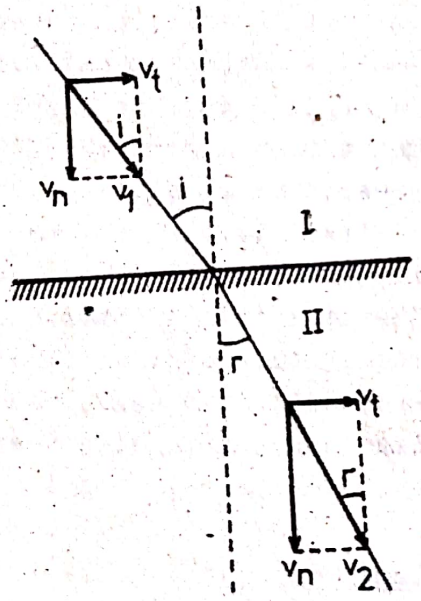


Fig.3

Conform teoriei corpusculare v_t rămîne neschimbat iar v_n devine mai mare în mediul mai dens.Rezultă astfel din figură că : $v_t = v_1 \sin i = v_2 \sin r$

sau : $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1}$

Deoarece în fiecare dintre cele două medii omogene vitezele de propagare ale luminii sînt constante,rezultă că raportul $\frac{v_2}{v_1}$ este constant şi deci putem scrie relaţia :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_2}{v_1} = n = const. \qquad (1)$$

Mărimea n poartă denumirea de <u>indice de refracţie</u> şi este caracteristică pentru fiecare pereche de medii.Intrucît $v_2 > v_1$ rezultă că $r < i$ .Astfel raza luminoasă trecînd într-un mediu mai dens se apropie de normală ceea-ce se confirmă experimental.Teoria corpusculară dădea prin urmare o semnificaţie fizică indicelui de refracţie ca fiind raportul dintre vitezele corpus-

culelor luminoase în mediul al doilea şi în mediul întîi.Astfel, de exemplu, în cazul mediilor aer- apă raportul $\frac{v_2}{v_1} = n$ fiind egal cu 1,33 ,deci mai mare ca 1 , rezultă că viteza luminii în apă trebuie să fie mai mare decît în aer. Pe vremea lui Newton nu se cunoşteau încă metode directe de determinare a vitezei luminii în diferite medii,aşa că teoria corpusculară nu putea fi verificată experimental.

Prima determinare a vitezei luminii pentru spaţiile interplanetare a fost făcută de către Römer în anul 1676.Acesta a găsit pentru viteza luminii o valoare de aproximativ 215.ooo Km / s .Prin determinări mai precise efectuate ulterior, prin aceeaşi metodă, s-a găsăt că viteza luminii este doar cu puţin mai mică decît 3oo.ooo Km/ s.

O viteză aşa de mare era greu de admis pentru nişte particule.Faptul acesta era considerat pe vremea aceea un punct slab al teoriei corpusculare cu toate că astăzi cunoaştem particule (particulele cosmice şi razele δ de exemplu) care se mişcă cu viteze apropiate de viteza luminii.Mai tîrziu L.Foucault(185o) determină viteza luminii în apă şi găseşte că ea este mai mică decît în aer, fapt experimental opus direct teoriei corpusculare. Totuşi,datorită marii autorităţi ştiinţifice a lui Newton această teorie a persistat în fizică peste 15o de ani.Multe trăsături ale concepţiilor lui Newton asupra naturii luminii sînt reluate în concepţiile moderne (teoria cuantică a radiaţiei),care însă prin natura lor sînt cu totul noi fiind bazate pe un fundament experimental complet diferit (§4).

2.Teoria ondulatorie a naturii luminii

Se cunoşteau încă de pe vremea lui Newton unele fenomene de interferenţă, şi de difracţie ,descoperite de Grimaldi(1663), care nu puteau fi explicate cu ajutorul teoriei corpusculare.De aceea însuşi Newton în vestita sa lucrare "Optica" a trebuit să facă apel la noile concepţii asupra naturii luminii apărute în ştiinţă în anul 169o o dată cu publicarea lucrării "Tratat asupra luminii " a lui Christian Huygens.Aceste concepţii le cunoaştem sub denumirea de teoria ondulatorie a naturii luminii .

Pornind de la analogia dintre multe fenomene acustice

şi optice, Huygens presupune că lumina trebuie să fie considerată ca fiind o undă elastică care se propagă într-un mediu special care umple întregul univers, mediu denumit <u>éter</u> .Dintre concepţiile lui Huygens cea mai mare valoare o are cea expusă în principiul care îi poartă numele şi care se enunţă în felul următor : Fiecare punct pînă la care ajunge o suprafaţă de undă, devine la rîndul său centrul unor unde secundare a căror înveliţoare constituie frontul undei ce se propagă.(Frontul de undă este locul geometric al punctelor pînă la care s-a propagat lumina la un moment dat).Astfel, perturbaţia pe care o produce o sursă punctiformă S aflată într-un mediu omogen se va găsi la un moment dat pe suprafaţa sferică Σ .Toate punctele suprafeţei Σ ,atinse simultan de perturbaţia sosită din S, vor deveni ele însile surse de noi unde, astfel că înveliţoarea lor geometrică constituie noul front de undă aflat în propagare.Dacă sursa S se găseşte la infinit, atunci o porţiune mică din suprafaţa de undă sferică poate fi asimilată cu o suprafaţă plană.Avem în acest caz un front de undă plan care corespunde unui fascicul de lumină paralel.

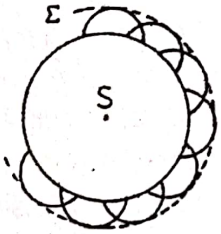


Fig.4

Teoria ondulatorie, dezvoltată de către Young, Fresnel şi alţi fizicieni, înlătură inconvenientele teoriei corpusculare.Cu ajutorul ei au putut fi explicate toate fenomenele luminoase cunoscute în acea vreme(reflexia, refracţia, interferenţa, difracţia, polarizarea).Astfel, de exemplu, stabilirea legilor reflexiei şi refracţiei luminii pe baza teoriei ondulatorii se face în modul următor : Presupunem că pe suprafaţa de separaţie dintre două medii cade un fascicul paralel de lumină avînd <u>unghiul de incidenţă egal cu i</u> (fig. 5). Acestui fascicul îi corespunde un front de undă plan AB.Conform principiului lui Huygens în timp ce unda luminoasă străbate distanţa BC, din punctul A, ca dintr-un nou centru de oscilaţii, în mediul I, ia naştere o undă elementară semisferică cu raza R = BC .In punctele aflate la dreapta punctului A vor lua naştere unde elemen-

tare de rază din ce în ce mai mică.Tangenta DC dusă la aceste unde elementare reprezintă <u>frontul de undă al undei reflectate</u>. Ducînd perpendiculare pe acest front de undă obţinem <u>direcţia razelor reflectate</u> determinată de <u>unghiul de reflexie i'</u>.Observăm

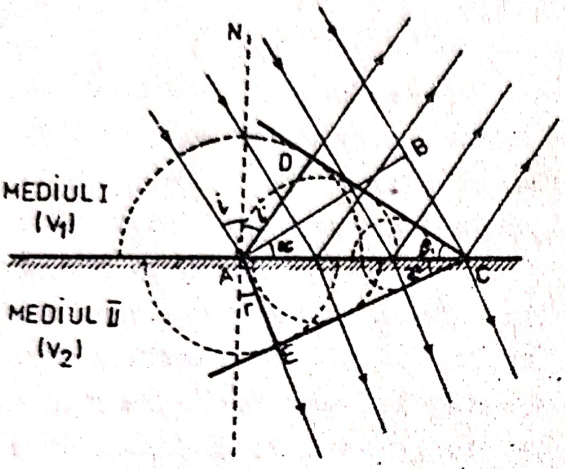


Fig.5

din figură că triunghiurile dreptunghice ADC şi ABC sînt egale deoarece prin construcţie AD = BC iar AC este latură comună.Prin urmare $\alpha = \beta$ .Pe de altă parte α = i iar β = i' .Deci:

$$i = i' \qquad (2)$$

Am dedus astfel legea reflexiei luminii.

Pentru a deduce legea refracţiei luminii construim în acelaşi mod frontul undei refractate (fig. 5).Presupunem că viteza de propagare a luminii în mediul II este mai mică decît în mediul I ($v_2 < v_1$).

Timpul t în care unda străbate în primul mediu distanţa BC este acelaşi cu cel în care unda străbate în cel de al doilea mediu distanţa AE . Putem să scriem deci

$$t = \frac{BC}{v_1} = \frac{AE}{v_2} \quad sau \quad \frac{BC}{AE} = \frac{v_1}{v_2}$$

Se vede însă din figură că :

$$BC = AC \sin \alpha = AC \sin i \quad iar$$
$$AE = AC \sin \gamma = AC \sin r$$

Prin urmare :

$$\frac{AC\sin i}{AC\sin r} = \frac{v_1}{v_2} \quad \text{sau} \quad \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n = const. \qquad (3)$$

Conform teoriei ondulatorii, indicele de refracţie n_{21} este prin urmare egal cu raportul dintre viteza de propagare a luminii în primul mediu şi viteza ei de propagare în al doilea mediu, în deplin acord cu experienţa. Se vede astfel că teoria ondulatorie elimină neajunsul principal al teoriei corpusculare. Ea nu a fost însă adoptată în întregime de fizicieni deoarece şi această teorie prezenta unele neajunsuri dintre care amintim :

a) Se ştie că viteza de propagare a unei unde într-un mediu elastic este dată de relaţia $v = \sqrt{\frac{E}{\delta}}$. Viteza de propagare a luminii fiind foarte mare, trebuia admis că mediul de propagare (éterul) are un modul de elasticitate E deasemenea foarte mare, cu alte cuvinte că éterul are proprietăţile unui corp solid. Caracterul de transversalitate a oscilaţiilor luminoase, stabilit de către Fresnel , ducea din nou la necesitatea de a atribui "éterului" proprietăţile unui corp elastic şi solid deoarece propagarea undelor transversale nu este posibilă decît în corpurile solide. Observaţiile astronomice arată însă că planetele se mişcă nestingherit fără să întîmpine vreo rezistenţă din partea acestuia. In afară de aceasta existenţa eterului nu a putut fi pusă în evidenţă prin nici-o experienţă . Mai mult decît atît , experienţa lui Michelson, efectuată special în acest scop, a arătat că un astfel de mediu nu există (Cap. VII, §1o).

b) In anul 1846 Faraday descoperă fenomenul de rotire magnetică a planului de polarizare (Cap. IX.6) care constă în faptul că la trecerea luminii plan polarizate printr-o lamă de sticlă supusă acţiunii unui cîmp magnetic puternic, orientat paralel cu direcţia de propagare a luminii, planul de polarizare a luminii este roţit cu un anumit unghi. Acest fapt nu poate fi explicat cu ajutorul teoriei ondulatorii. El arată că între fenomenele optice şi cele magnetice există o strînsă legătură . Această legătură a fost stabilită de către Maxwell care pune, în anul 1873, bazele unei noi teorii a naturii luminii cunoscută sub numele de

3) Teoria electromagnetică a naturii luminii .

Lucrările lui Maxwell au arătat că undele electromagnetice se propagă cu viteza luminii. Acest fapt îl face să afirme că însăşi lumina este un fenomen electromagnetic.După Maxwell, unda luminoasă este alcătuită din oscilaţii ale cîmpurilor electric E şi magnetic H ,periodice în timp şi în spaţiu, perpendiculare unul pe celălalt şi pe direcţia de propagare a undei,întocmai cum sînt undele care se obţin în jurul antenei unui post de radioemisiune.Cîmpurile electric şi magnetic se generează reciproc unul pe altul trecînd simultan prin valori maxime şi prin valori minime (sînt în fază).Propagarea undelor electromagnetice ,după cum am spus deja,are loc în direcţia perpendiculară la planul format de direcţiile vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$,în sensul dat de sensul de înaintare a tirbuşonului,care în rotaţie face de la vectorul $\vec{E}$ la vectorul $\vec{H}$ un unghi de 90°.Distribuţia vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ de-a lungul direcţiei de propagare Z, la un moment dat , este reprezentată în fig. 6.

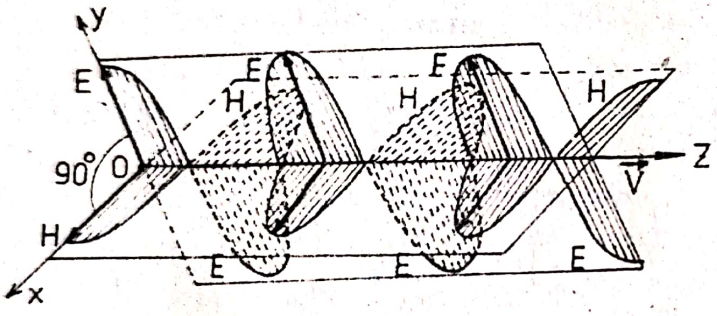


Fig.6.

După teoria electromagnetică deosebirea dintre undele electromagnetice şi cele luminoase constă numai în frecvenţa lor,cele din urmă avînd o frecvenţă mult mai mare.

Teoria electromagnetică a permis să se explice o serie de fenomene luminoase şi să se stabilească legile lor.

Astfel, de exemplu,conform acestei teorii viteza de propagare a luminii într-un mediu de permitivitate electrică ε_r şi de permeabilitate magnetică μ_r este dată de relaţia

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \qquad (4)$$

în care c reprezintă viteza luminii în vid exprimată în m/s .

(In S.I. : $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \simeq 3 \cdot 10^8 \, m/s$ deoarece $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ iar $\mu_0 = 1{,}256 \cdot 10^{-6} \frac{H}{m}$).De aici rezultă pentru indicele de refracţie al mediului faţă de vid relaţia :

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \qquad (5)$$

Această relaţie stabileşte legătura dintre constantele optice, electrice şi magnetice ale substanţelor.

In cazul vidului , $\varepsilon_r = 1$ şi $\mu_r = 1$ aşa că v = c şi n=1. La multe medii transparente,la care $\mu_r \simeq 1$,se constată experimental o bună concordanţă între n şi $\sqrt{\varepsilon_r}$ .La altele,cum ar fi apa, se observă nepotriviri.Intr-adevăr,la apă $\varepsilon_r = 81$ deci $\sqrt{\varepsilon_r} = 9$, ori experienţa stabileşte pentru apă n = 1,33. Acest neajuns al teoriei lui Maxwell , a fost înlăturat odată cu apariţia teoriei electronice a structurii materiei a lui Lorentz,în anul 1896. Teoria lui Lorentz a adus un sprijin puternic teoriei electromagnetice şi a contribuit mult la înţelegerea proceselor de interacţiune dintre lumină şi substanţă reuşind să explice fenomenul de dispersie a luminii(dependenţa lui n de lungimea de undă λ a luminii) precum şi alte fenomene legate de interacţiunea luminii cu substanţa.

Teoria electromagnetică a luminii a arătat în mod clar unitatea care există între fenomenele electromagnetice şi cele luminoase.Conform acestei teorii undele electromagnetice care cad pe un corp exercită asupra acestuia o presiune.Această presiune a fost pusă în evidenţă şi măsurată în anul 1901 de către Lebedev.Valoarea găsită este egală cu cea prevăzută de teoria electromagnetică (Cap.X §.4).

Conform teoriei electromagnetice undele electromagnetice se produc în mod necesar fără să fie nevoie de un mediu special- eterul. Această teorie a permis deci să se renunţe la ipoteza eterului luminos.

In sfîrşit,o dovadă experimentală directă în sprijinul teoriei electromagnetice a fost obţinută în anul 1947 cînd s-a arătat că electronii acceleraţi în betatroane pînă la energii de zeci de milioane de electroni-volt emit lumină.Au fost obţinute astfel radiaţii luminoase prin aceleaşi metode prin care se obţin în tehnică unde electromagnetice obişnuite.

Succesele teoriei electromagnetice erau atît de mari

încît la un moment dat s-a crezut că s-a descoperit în acest domeniu tot ce era de descoperit.Totuşi ,experienţa a făcut să cadă această presupunere.Teoria electromagnetică n-a putut să explice distribuţia energiei în spectrul corpului negru.De asemenea , ea n-a putut să dea o explicaţie fenomenului fotoelectric şi fenomenului de difuzie a luminii.

Pentru a pune în acord teoria cu faptele experimentale , Max Planck (19o1) ,rupîndu-se brusc de concepţiile fizicii clasice,pune bazele unei noi teorii asupra naturii luminii cunoscută sub denumirea de

4)Teoria cuantică a naturii luminii

Această teorie se bazează pe ideea discontinuităţii energiei sugerată de studiul structurii discrete(moleculare) a materiei.Particulele discrete de energie,care intervin în procesele de emisie şi de absorbţie a energiei de către corpuri, au primit denumirea de cuante de energie . După Planck şi Einstein ,care a completat această teorie (19o5),lumina este constituită dintr-un flux de particule de energie luminoasă (cuante de energie) care au primit denumirea de fotoni .

Fiecărui foton îi corespunde o cuantă de energie dată de relaţia :

$$\varepsilon = h\nu \qquad (6)$$

în care ν este frecvenţa luminii iar h - o constantă universală,numită constanta lui Planck egală cu $6{,}625 \cdot 10^{-34}$ J.s.Rezultă deci că energia fotonului este cu atît mai mare cu cît este mai mare frecvenţa ν.In cazul radiaţiilor de frecvenţă mică, cum sînt de exemplu razele infraroşii,energia fotonilor este aşa de mică încît structura lor discontinuă este greu de pus în evidenţă.Din această cauză,aceste radiaţii au în mod practic numai proprietăţi ondulatorii.La radiaţiile vizibile (cu lungimi de undă cuprinse aproximativ între 4oo şi 75o n m) energia fotonilor este mai mare, din care cauză aceste radiaţii manifestă proprietăţi atît ondulatorii cît şi corpusculare. ($1\ nm = 10^{-9}\ m = 10^{-7}\ cm = 10^{-6}\ mm = 1\ m\mu = 10\ \text{Å}$).Radiaţiile de frecvenţă şi mai mare (razele Röntgen,razele γ emise

de elementele readioactive)sînt constituite din cuante de energie atît de mari încît proprietăţile lor corpusculare apar uşor în evidenţă.

Din cele arătate pînă acum rezultă că lumina este un fenomen complex care prezintă în acelaşi timp proprietăţi ondulatorii şi corpusculare.Dezvoltarea ulterioară a fizicii,datorită lucrărilor unor savanţi ca Einstein, Bohr, Heisenberg, Schrödinger, Dirac , Louis de Broglie ş.a. care au dezvoltat teoria cuantelor, a arătat că această dualitate , în ceea ce priveşte natura dublă ondulatorie şi corpusculară,nu aparţine numai luminii ci şi oricărui flux de particule cum ar fi,de exemplu, atomii, electronii etc.Studiul acestor probleme face obiectul aşa numitei mecanici ondulatorii .

In momentul actual, teoria asupra naturii luminii n-a primit încă o formă definitivă.Perfecţionarea ei continuă şi în zilele noastre.

C A P I T O L U L I

V I T E Z A L U M I N I I

Viteza luminii reprezintă una dintre constantele fundamentale ale fizicii.Prima încercare de a determina viteza luminii a fost făcută de Galilei în anul 1607 dar el nu a reuşit decît să constate că această viteză este foarte mare. Dintre metodele de determinare a vitezei luminii,cu ajutorul cărora s-au obţinut rezultate care au rămas în ştiinţă le amintim pe următoarele :

1.Metoda astronomică a lui Römer

In anul 1676 ,astronomul danez Olaf Römer,care lucra la observatorul astronomic din Paris, reuşeşte pentru prima oară să determine viteza luminii.Acesta a observat anumite abateri de la periodicitatea exactă a eclipselor sateliţilor planetei Jupiter .

La anumite date ale [illegible]

în eclipsă întîrzie faţă de timpul calculat,apoi se apropie de acest timp,la un moment dat coincide cu el ca apoi să întîrzie din nou. Aceste neregularităţi se repetă de la an la an.Römer a explicat aceste abateri prin faptul că în diferite perioade ale anului Pămîntul se află la diferite distanţe de Jupiter (fig. 7) şi că viteza luminii are o valoare finită.Din datele astronomice se ştie că perioada de revoluţie a planetei Jupiter este egală cu 11,86 ani iar a unuia dintre sateliţii săi este de 12 ore.Perioada Pămîntului este de 1 an iar diametrul orbitei sale este egal cu $d=2,99.10^8$ Km. Dacă eclipsa se produce cînd Pămîntul şi planeta Jupiter se află în <u>conjuncţie</u> (în poziţiile P_1, J_1) atunci lumina străbate drumul cel mai scurt.Din contra,dacă eclipsa se produce cînd planetele se află în <u>opoziţie</u> (poziţiile P_2, J_2) atunci lumina străbate drumul cel mai lung.După cum se vede din figura 7 diferenţa dintre drumurile străbătute cînd astrele se găsesc în cele două poziţii este egală cu diametrul orbitei Pămîntului d . Măsurînd cu cronometre foarte precise diferenţa de timp între momentele cînd se produce eclipsa în cele două poziţii ale planetelor se găseşte valoarea t=994 s. De aici rezultă pentru viteza luminii valoarea :

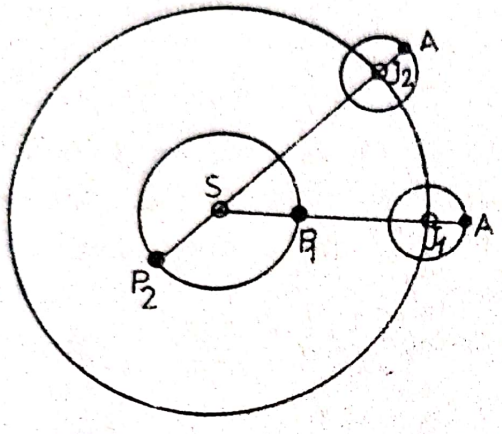


Fig.7

$$c = \frac{d}{t} = \frac{2,99.10^8 \text{ km}}{994 \text{ s}} = 300.870 \text{ km/s}$$

Cu mijloacele şi datele pe care le-a avut la dispoziţie Römer a obţinut pentru viteza luminii valoarea :

$$c = 215.000 \text{ km/s}.$$

2.<u>Metoda lui Fizeau(metoda roţii dinţate)</u>

In anul 1849, Fizeau determină pentru prima dată viteza

luminii în condiţiile care există pe pămînt.Principiul acestei metode este următorul (fig. 8) : un fascicul de lumină este dirijat de la sursa S pe o placă semiargintată P, de care reflecîn-

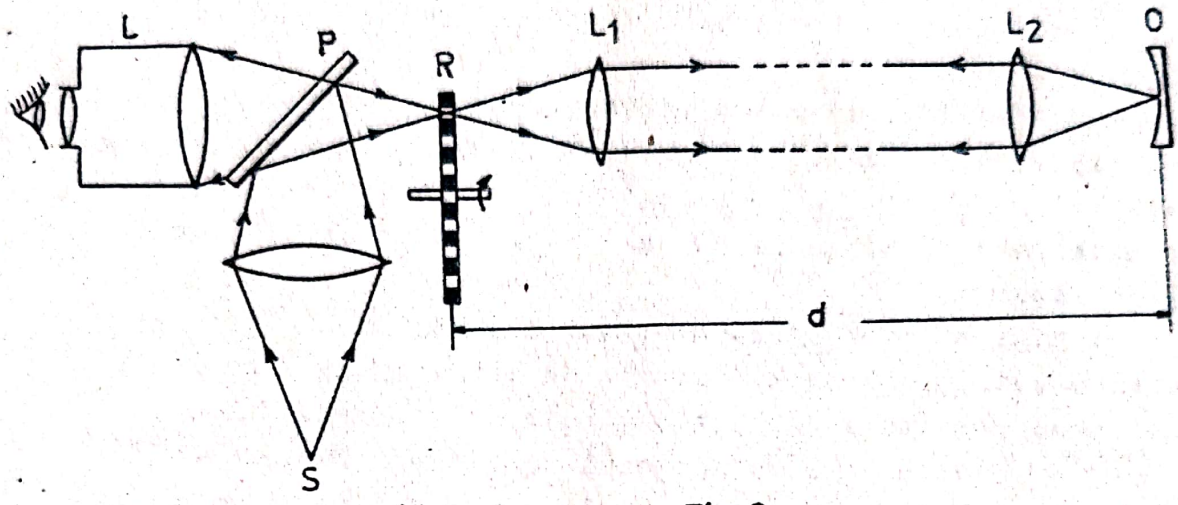


Fig.8.

du-se parţial este trimis printr-unul dintre intervalele unei roţi dinţate R, apoi cu ajutorul lentilelor L_1 şi L_2 este trimis pe o oglindă O aflată la distanţa d = 8,633 km. După reflexia pe această oglindă, fasciculul se întoarce pe acelaşi drum şi trecînd de data aceasta prin placa P este observat de experimentator cu ajutorul lunetei L.

Roata dinţată R se pune în rotaţie cu o turaţie din ce în ce mai mare.Pentru o anumită turaţie experimentatorul nu mai vede lumina.In acest caz în timp ce lumina străbate distanţa d dus şi întors (2 d) în locul unui interval se aşează un dinte. Mărind în continuare turaţia, lumina apare din nou pentru o anumită turaţie ϑ .

In acest caz în timp ce lumina străbate distanţa 2 d în locul unui interval se aşează intervalul următor.Dacă numărul dinţilor este n atunci timpul în care în locul unui interval se aşează cel următor va fi :

$$t = \frac{T}{n} = \frac{1}{\vartheta} \cdot \frac{1}{n} = \frac{1}{\vartheta n} \qquad (7)$$

Prin urmare viteza de propagare a luminii va fi dată de relaţia

$$c = \frac{2d}{t} = \frac{2d}{\frac{1}{\vartheta n}} = 2d\vartheta n \qquad (8)$$

Pentru o roată cu n = 720 dinţi situaţia descrisă (apariţia primei iluminări)se realizează cînd turaţia roţii este de 25,2 ture/s.

Fizeau stabileşte astfel pentru viteza luminii valoarea c = 315.000 km/s .

In anul 1902 Perrotin perfecţionînd această metodă obţine pentru viteza luminii valoarea c=299.870 ±50 km/s. In experienţele sale distanţa d era de 46 km ,sursa de lumină era foarte intensă iar lentilele şi oglinzile utilizate erau de foarte bună calitate.

In ultimul timp,în locul roţii dinţate se utilizează cu succes alte metode mai perfecţionate de întrerupere a luminii. Cele mai bune rezultate au fost obţinute cu ajutorul celulei Kerr (Cap.IX.3) în care cu ajutorul unui cîmp electric de înaltă frecvenţă se pot efectua pînă la 10^7 întreruperi pe secundă.Acest sistem i-a permis lui Anderson (1937) să determine foarte precis viteza luminii în condiţii de laborator,distanţa d fiind de numai 3 m.

3)Metoda lui L.Foucault(metoda oglinzii rotitoare)

In anul 1862 Foucault imaginează pentru determinarea vitezei luminii următoarea metodă de laborator al cărui principiu se poate înţelege uşor din fig. 9 . De la sursa S lumina,trecînd printr-o lamă semitransparentă L,cade pe o oglindă plană O_1 care se poate roti în jurul unei axe perpendiculare pe planul figurii.Reflectîndu-se lumina cade apoi normal pe oglinda concavă O_2 avînd centrul pe axa de rotaţie a oglinzii O_1.Reflectîndu-se pe oglinda O_2 lumina se întoarce pe acelaşi drum.In urma reflexiei pe placa L se

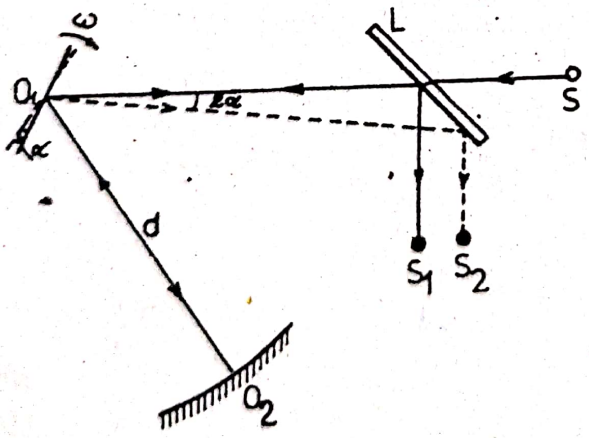


Fig.9.

obţine în cîmpul unei lunete imaginea S_1 a sursei S.Dacă oglinda O_1 capătă o turaţie ν atunci în timp ce lumina străbate distanţa 2d oglinda se va roti cu un unghi

$$\alpha = \omega t = 2\pi\nu t = 2\pi\nu \frac{2d}{c} = \frac{4\pi\nu d}{c}$$

iar imaginea se va forma în S_2 .Măsurînd distanţa S_1S_2 se poate determina unghiul α şi apoi viteza luminii cu ajutorul relaţiei:

$$c = \frac{4\pi\nu d}{\alpha} \qquad (9)$$

In experienţele lui Foucault distanţa d era de numai 4 m iar oglinda O_1 făcea 8oo rotaţii pe secundă.

Această metodă a permis determinarea vitezei luminii cu o mare precizie.După ultimele date obţinute

$$c = 299.793 \pm 0,3 \text{ km / s}$$

Aşezînd între oglinzile O_1 şi O_2 un tub umplut cu apă se constată că unghiul α creşte de 4/3 ori.Prin urmare, în apă, viteza luminii este mai mică decît în aer de 3/4 ori.După cum ştim acest rezultat este în concordanţă cu teoria ondulatorie a naturii luminii.

Aceleaşi experienţe făcute asupra sulfurii de carbon au dat pentru raportul c/v o valoare de 1,75 pe cînd indicele de refracţie a sulfurii de carbon măsurat direct cu un refractometru este egal cu 1,64. Astfel,în sulfura de carbon viteza luminii măsurată direct este mai mică decît cea calculată din valoarea indicelui de refracţie măsurat direct.Explicaţia acestei nepotriviri a fost dată mai tîrziu de Rayleigh.El a arătat că viteza v ce figurează ca numitor în expresia indicelui de refracţie nu reprezintă <u>viteza măsurată direct</u> ci <u>viteza cu care se propagă unda luminoasă</u> . Această viteză figurează în ecuaţia de propagare a undei

$$X = A \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{y}{v}\right)$$

şi reprezintă viteza cu care se deplasează locul y pentru care faza oscilaţiilor luminoase rămîne constantă.Această viteză s-a numit <u>viteză de fază</u> . Despre ea vom vorbi mai pe larg în cele ce urmează (Cap.IV.4).

4. Metoda lui Michelson (metoda prismei rotitoare)

Cea mai precisă determinare a vitezei luminii a fost făcută în anul 1926 de către Michelson. Schema instalaţiei realizate de el este reprezentată în fig. 1o. Michelson determină mai întîi cu mare precizie distanţa dintre două puncte, primul aflat pe muntele Wilson iar celălalt pe muntele San Antonio (în California). Această distanţă era de 35.426,3 m măsurarea fiind făcută cu precizia de o,1 m. Un fascicul luminos paralel obţinut de la un arc voltaic puternic S aflat pe muntele Wilson era reflectat de faţa a a unei prisme de oţel cu 8 feţe şi trimisă pe oglinda O aflată pe muntele San Antonio. Reflecîndu-se de această oglindă, fasciculul se întoarce pe muntele Wilson, cade pe faţa c a prismei şi este îndreptat spre luneta L în cîmpul căreia se vede o pată luminoasă pe care observatorul aşează crucea reticulului ocular. Rotind prisma, se observă în cîmpul lunetei o deplasare a petei luminoase deoarece în timpul cît lumina străbate distanţa Wilson-San Antonio şi înapoi, oglinda se roteşte cu un unghi oarecare. Mărind turaţia prismei se observă că deplasarea petei luminoase se măreşte de la început apoi începe să scadă pînă cînd pata luminoasă revine la poziţia ei iniţială în cîmpul lunetei. In acest moment, cînd s-a ajuns la "coincidenţă" lumina venită de la oglinda O se reflectă de pe faţa b a oglinzii. Rezultă deci că în timpul t cît lumina a străbătut dublul distanţei dintre cei doi munţi, prisma a

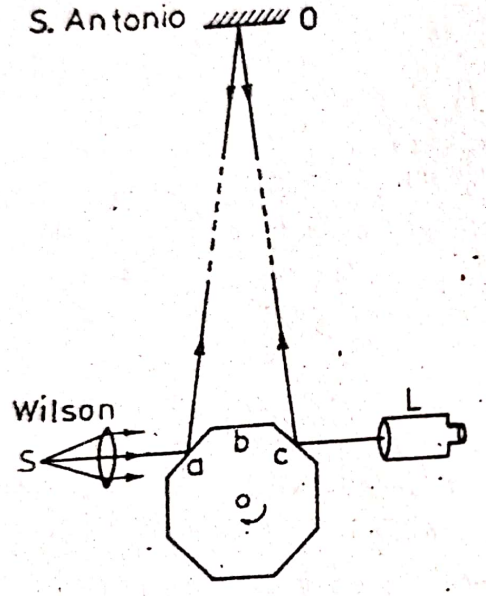


Fig.10.

făcut 1/8 dintr-o rotaţie completă.Notînd cu ν turaţia roţii obţinem pentru acest timp valoarea

$$t=\frac{1}{8}\cdot\frac{1}{\nu}$$

iar pentru viteza luminii :

$$c=\frac{2d}{t}=\frac{2d}{\frac{1}{8\nu}}=16\nu d \qquad (1o)$$

Intr-una din determinările făcute, Michelson obţine coincidenţa în momentul cînd oglinda avea turaţia ν=528,76 ture/s. Prin urmare

$$c=16.528,76\ .\ 35,4263=299.711\ km/s$$

Cunoscînd valoarea vitezei luminii în aer şi indicele de refracţie al acestuia se poate calcula viteza luminii în vid.Or, pe distanţe mari,necesare pentru obţinerea unor determinări precise a vitezei luminii, aerul este neomogen(în diferite regiuni are indici de refracţie diferiţi) ceea ce complică mult calculul vitezei luminii în vid.Din această cauză, în anul 1932, Michelson determină direct viteza luminii în vid folosind în acest scop un tub lung de 1,6 km din care scotea aerul şi în care lumina se reflecta de 1o ori străbătînd în total un drum de 16 km.In acest mod prin metoda expusă anterior el găseşte pentru viteza luminii în vid valoarea c= 299.774 km/s.Măsurătorile ulterioare făcute cu precizie şi mai mare au stabilit pentru viteza luminii în vid valoarea c = 299.793,o4 $\pm$0,17 km/s,acceptată astăzi ca fiind cea mai probabilă.

In calcule mai puţin precise se ia însă pentru viteza luminii valoarea c=3oo,ooo km/s=3.$1o^8$ m/s.

C A P I T O L U L II

F O T O M E T R I A

1.Noţiuni fundamentale

Undele luminoase de natură electromagnetică transportă o anumită cantitate de energie.Această energie poate fi măsurată transformînd-o cu ajutorul diferiţilor receptori în alte forme de energie : calorică,chimică,electrică etc.Partea opticii care se ocupă cu studiul cantitativ al energiei luminoase se numeşte fotometrie.Desigur că diferitele mărimi fotometrice care caracterizează energia luminoasă,fiind legate într-un fel sau altul de această energie,pot fi exprimate în unităţi energetice(joule,watt,etc).Această posibilitate este limitată însă la cazurile cînd se utilizează receptori care măsoară energia radiantă totală,adică energia purtată de toate radiaţiile electromagnetice de lungimi de undă de la zero la infinit.Cum majoritatea fenomenelor studiate în optică sînt în domeniul vizibil,în calitate de receptor de radiaţii se foloseşte deseori ochiul omenesc.Acesta nu este însă sensibil decît pentru radiaţiile avînd lungimi de undă cuprinse aproximativ între 4oo şi 8oo nm(în domeniul vizibil)şi chiar şi în acest domeniu îngust sensibilitatea ochiului variază cu lungimea de undă.

Intensitatea senzaţiei luminoase depinde nu numai de energia fasciculului de lumină ce pătrunde în ochi ci şi de sensibilitatea ochiului pentru lumina de diverse lungimi de undă. Ochiul are deci sensibilitatea diferită pentru radiaţiile de diferite lungimi de undă.Aşa,de exemplu, un corp încălzit la aproximativ 4oo^{o}C devine o sursă relativ intensă de radiaţii infraroşii(calorice).Aceste radiaţii sînt însă invizibile pentru ochi, ele nu dau senzaţia de lumină.Din această cauză în rezolvarea diferitelor probleme pe care ni le pune practica este necesar să cunoaştem cum variază sensibilitatea ochiului cu lungimea de undă.

S-a stabilit experimental că sensibilitatea ochiului

variază în funcţie de lungimea de undă λ aşa cum arată curba din fig.11 denumită curba de eficacitate luminoasă.Ea prezintă un maxim,luat ca unitate,pentru radiaţia verde-gălbuie (λ_0=555 nm) şi scade pînă la zero la cele două capete ale spectrului vizibil(mai precis pentru λ=380 nm şi pentru λ=780 nm. Exprimarea mărimilor fotometrice cu ajutorul unităţilor energetice ar fi foarte incomodă deoarece ar trebui să folosim de fiecare dacă curba de eficacitate luminoasă.De aceea, în paralel cu unităţile energetice,s-au definit şi unităţi fotometrice(vizuale).

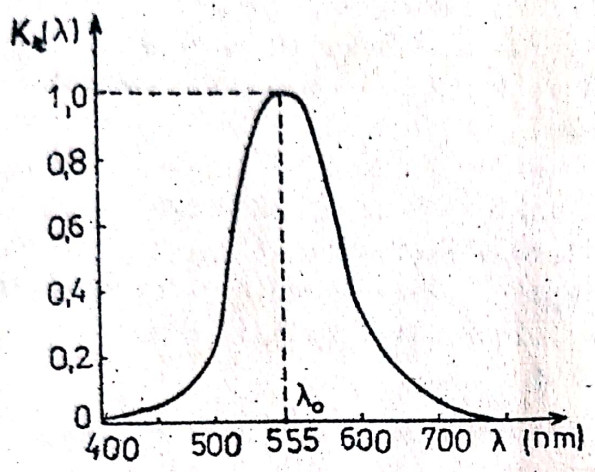


Fig.11

La definirea acestora se ţine seama de curba de eficacitate luminoasă a ochiului.Din această cauză ele sînt capabile să ne dea,prin mărimea lor,o măsură a intensităţii senzaţiei de lumină provocată de radiaţiile luminoase care pătrund în ochi.Definirea acestor mărimi fotometrice se va face în cele ce urmează.

Pentru definirea lor este necesară în primul rînd cunoaşterea noţiunii de unghi solid.Prin unghi solid $d\omega$ se înţelege mărimea egală cu raportul dintre suprafaţa dS_0 tăiată de un con pe suprafaţa unei sfere şi patratul razei acelei sfere(fig.12)

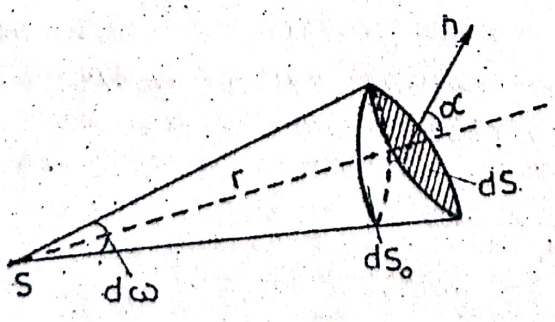


Fig.12.

$$d\omega = \frac{dS_0}{r^2} \qquad (12)$$

Se vede că dacă $dS_o = r^2$, $d\omega = 1$. Unitatea de unghi solid poartă denumirea de steradian(sr) şi se defineşte ca fiind unghiul solid cu vîrful în centrul unei sfere care delimitează pe suprafaţa sferei o arie egală cu patratul razei acelei sfere.Se înţelege că cel mai mare unghi solid va fi egal cu 4π deoarece suprafaţa întregii sfere este egală cu $4\pi r^2$.O suprafaţă plană infinită se va vedea deci dintr-un punct oarecare al spaţiului sub un unghi solid 2π steradiani.Din fig.12 rezultă deasemenea că o suprafaţă dS a cărei normală n formează un unghi α cu raza dusă din punctul de observaţie S se vede din acest punct sub un unghi solid

$$d\omega = \frac{dS_o}{r^2} = \frac{dS\cos\alpha}{r^2} \qquad (13)$$

Energia luminoasă se caracterizează prin următoarele mărimi fotometrice principale :

1.1.Flux luminos, ϕ

Pentru a defini această mărime vom considera o sursă punctiformă,izotropă,adică o sursă de dimensiuni mici care emite radiaţii de aceeaşi intensitate în toate direcţiile.Intr-un mediu omogen,lumina propagîndu-se în linie dreaptă,aceeaşi cantitate de energie străbate orice secţiune făcută în conul de deschidere $d\omega$ cu vîrful în punctul S unde se găseşte sursa, (fig.12),dacă,bineînţeles,mediul respectiv nu absoarbe aceste radiaţii.Prin flux luminos se înţelege cantitatea de energie luminoasă transportată de fasciculul de lumină,care,venind de la o sursă,străbate în unitate de timp orice secţiune a conului:

$$\phi = \frac{W}{t} \qquad (14)$$

Dacă însă cantitatea de energie,care străbate o secţiune dată a conului,variază cu timpul atunci fluxul la un moment dat va fi dat de relaţia :

$$\phi = \frac{dW}{dt} \qquad (15)$$

Se vede că fluxul luminos are dimensiunile unei puteri.El poate fi măsurat cu ajutorul cantităţii de căldură pe care o primeşte un corp care absoarbe în întregime fluxul luminos dat.Uni-

tatea de măsură energetică pentru fluxul luminos este watul (W).Unitatea de măsură fotometrică pentru fluxul luminos se numeşte lumen şi se notează ℓm.Prin lumen se înţelege fluxul luminos emis în unghiul solid de 1 steradian,de către o sursă de lumină punctiformă a cărei intensitate este egală cu unitatea(1 candelă).

Valoarea fluxului luminos $\phi(\lambda)$ pentru fiecare valoare a lungimii de undă λ, se obţine făcînd produsul fluxului de energie radiantă ϕ_e cu factorul de eficacitate $K(\lambda)$ pentru lungimea de undă respectivă :

$$\phi(\lambda) = K(\lambda) \cdot \phi_e \qquad (16)$$

$K(\lambda)$ este deci factorul de transformare a celor două mărimi. Dacă ϕ_e se exprimă în waţi şi $\phi(\lambda)$ în lumeni,factorul de eficacitate $K(\lambda)$ se exprimă în lumeni pe watt.Experienţa arată că unui flux radiant de 1 watt cuprinzînd numai radiaţii cu lungimea de undă λ_o=555 nm îi corespunde un flux luminos maxim egal cu 680 de lumeni :

$$1\ W_{\lambda_o} = 680\ \ell m \qquad (17)$$

Eficacitatea luminoasă maximă $K(\lambda_o)$ este prin urmare :

$$K(\lambda_o) = 680\ \ell m/W \qquad (18)$$

Raportul invers, $A = \frac{1}{K(\lambda_o)}$ se numeşte echivalentul mecanic al luminii :

$$A = \frac{1}{K(\lambda_o)} = \frac{1}{680\ \ell m/W} = 0{,}00147\ W/\ell m \qquad (19)$$

Cu ajutorul curbei de eficacitate se poate stabili raportul $\frac{\phi(\lambda)}{\phi_e}$ care există între unitatea fotometrică şi unitatea energetică de flux luminos pentru orice valoare a lungimii de undă.Astfel, de exemplu, pentru λ=510 nm acest raport scade la jumătate din valoarea sa maximă(fig.11).(In fig.11 este reprezentat factorul de eficacitate relativ : $K_r(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{K(\lambda_o)}$).

1.2 Intensitatea luminii , I

Intensitatea luminii este una dintre mărimile fundamentale ale Sistemului Internaţional de unităţi(S.I.).De obicei sursele luminoase pe care le întîlnim în practică sînt de dimensiuni finite,însă pentru a stabili mai uşor diferitele legi din fotometrie considerăm sursele ca fiind punctiforme.

Să luăm în considerare o sursă punctiformă S de la care pornesc razele luminoase în toate direcţiile(fig.13).Separăm într-o direcţie oarecare un unghi solid infinit mic dω sub care se vede suprafaţa dS_o. Intensitatea luminii pe direcţia respectivă se defineşte ca raportul dintre fluxul luminos emis de sursă în interiorul unghiului solid dω şi valoarea lui dω:

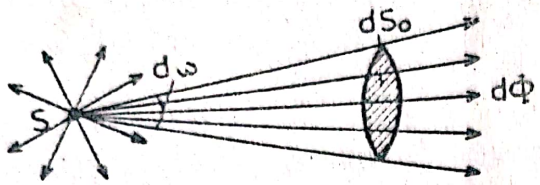


Fig.13

$$I = \frac{d\phi}{d\omega} \qquad (20)$$

Prin intensitatea luminii pe o anumită direcţie înţelegem prin urmare mărimea numeric egală cu fluxul care străbate unitatea de unghi solid luat pe acea direcţie.

Dacă sursa de lumină este izotropă,atunci în expresia de mai sus unghiul solid infinit mic dω poate fi înlocuit prin unghiul solid finit Ω.In acest caz obţinem :

$$I = \frac{\phi}{\Omega} \qquad \text{sau} \qquad \phi = I\Omega$$

Dacă în ultima relaţie înlocuim pe $\Omega = 4\pi$ obţinem <u>fluxul total</u> emis în toate direcţiile de către o sursă izotropă de intensitate I :

$$\phi = 4\pi I \qquad (21)$$

Se vede că fluxul total ϕ rămîne constant pentru o sursă dată. El nu poate fi mărit cu ajutorul instrumentelor optice.Instrumentele optice(oglinzi,lentile etc)pot numai să determine o redistribuire a fluxului total,mărind astfel intensitatea luminii pe o anumită direcţie pe seama micşorării ei pe celelalte direcţii.

Unitatea de măsură energetică pentru intensitatea luminii este watt/steradian.Cu toate că în fotometrie mărimea fundamentală este fluxul cu ajutorul căruia se definesc toate celelalte mărimi,unitatea fundamentală este unitatea de intensitate.Aceasta din cauză că pentru intensitate se poate cons-

trui un etalon.Unitatea de măsură pentru intensitatea luminii,folosită astăzi pe scară internaţională,este candela avînd simbolul cd.Prin candelă se înţelege intensitatea luminoasă,în direcţia normalei, a unei suprafeţe cu aria de 1/600,000 metri patraţi, a unui corp negru la temperatura de solidificare a platinei(2046,6 K),la presiunea de 101.325 newtoni pe metru patrat.

Din expresia $\phi = I\Omega$,dedusă mai sus,se vede că dacă I= 1 candelă şi Ω =1 steradian atunci ϕ= 1 lumen în conformitate cu definiţia dată anterior pentru lumen.

1.3 Luminanţa sursei, L

Intensitatea radiaţiei emise pe o anumită direcţie de o sursă cu dimensiuni finite(întinse)se caracterizează prin luminanţa sursei pe direcţia respectivă.Să notăm cu dS un element de pe suprafaţa sursei şi să ducem normala N în punctul S(fig.14).Proiecţia acestui element pe un plan perpendicular pe direcţia OS, din care este privită sursa,este $dS_\alpha = dS\cos\alpha$ în care α este unghiul format de normala la elementul de suprafaţă dS cu direcţia din care se priveşte suprafaţa dS. Prin luminanţa sursei pe direcţia de observaţie OS vom înţelege mărimea L_α egală cu intensitatea luminii emise de unitatea de suprafaţă perpendiculară pe această direcţie :

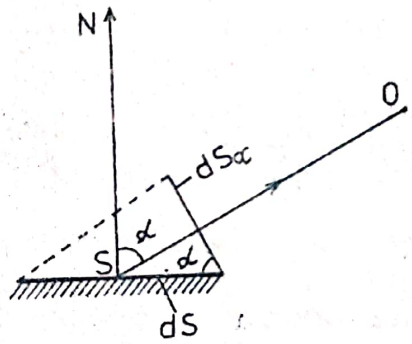


Fig.14.

$$L_\alpha = \frac{dI_\alpha}{dS_\alpha} = \frac{dI_\alpha}{dS\cos\alpha} \qquad (22)$$

Deoarece o sferă metalică incandescentă sau discul lunar se vede ca un disc luminos uniform,înseamnă că un element oarecare din emisfera vizibilă trimite ochiului acelaşi energie luminoasă ca aceea emisă normal de proiecţia acelui element pe baza emisferei.

Se vede că unitatea de măsură energetică pentru lumi-

nanţă este $\frac{\frac{watt}{steradian}}{metru\ patrat} = \frac{W}{(m^2 \cdot sr)}$.

Unitatea de măsură fotometrică este candela pe metru patrat cu simbolul $\frac{cd}{m^2}$ .Prin $\frac{cd}{m^2}$ se înţelege luminanţa uniformă a unei suprafeţe plane cu aria de 1 metru patrat,a cărei intensitate luminoasă,într-o direcţie normală la plan,este de 1 candelă.

Luminanţa diferitelor surse de lumină variază în limite foarte largi.Astfel,luminanţa unei lumînări de stearină este de 5.000 $\frac{cd}{m^2}$ iar a discului solar de 15.10^8 $\frac{cd}{m^2}$, adică de 300.000 de ori mai mare.

1.4 Emitanţa sursei, M

Prin emitanţă se înţelege mărimea egală cu fluxul emis de unitatea de suprafaţă a sursei

$$M = \frac{d\Phi}{dS} \qquad (23)$$

Unitatea de măsură energetică este watt pe metru patrat, cu simbolul $\frac{W}{m^2}$,iar cea fotometrică lumen pe metru patrat ,avînd simbolul $\frac{lm}{m^2}$ .Prin $\frac{lm}{m^2}$ se înţelege emitanţa unei surse de lumină care emite uniform fluxul luminos de 1 lumen de pe o suprafaţă cu aria de 1 metru patrat.

1.5 Iluminarea, E

Prin iluminarea unei suprafeţe se înţelege fluxul luminos incident pe unitatea de suprafaţă :

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \qquad (24)$$

Unitatea de măsură energetică pentru iluminarea este aceeaşi ca şi pentru emitanţă, $\frac{W}{m^2}$ .Unitatea de măsură fotometrică pentru iluminare se numeşte lux şi are simbolul lx. Prin lux se înţelege iluminarea produsă de fluxul luminos de 1 lumen, uniform distribuit pe o suprafaţă cu aria de 1 metru patrat.

Normele de tehnica iluminatului stabilesc pentru ilumi-

narea suprafeţelor de lucru următoarele valori:mesele pentru citit :E ≥ 5o ℓx,mesele pentru desen E ≥ 100 ℓx,coridoare : E = 15 ℓx.

Deoarece,în conformitate cu relaţiile(13) şi (2o),avem $d\phi = I d\omega$ şi $d\omega = \frac{dS\cos\alpha}{r^2}$ putem scrie :

$$E = \frac{d\phi}{dS} = \frac{I\frac{dS\cos\alpha}{r^2}}{dS} = \frac{I}{r^2}\cos\alpha \qquad (25)$$

Această relaţie constitue <u>legea fotometrică a lui Kepler</u>.Ea ne arată că iluminarea unei suprafeţe produsă de o sursă puctiformă este direct proporţională cu intensitatea luminii I, cu cosinusul unghiului de incidenţă al razelor luminoase pe suprafaţa dată şi invers proporţională cu patratul distanţei de la sursă la suprafaţa iluminată.

1.6 <u>Expunerea , H</u>

Unele receptoare,cum ar fi de exemplu plăcile fotografice,reacţionează la energia radiantă totală ce cade pe unitatea de suprafaţă în tot timpul iluminării.<u>Expunerea</u> se defineşte ca produsul dintre iluminarea E a suprafeţei şi timpul t cît a fost iluminată suprafaţa respectivă :

$$H = E \cdot t \qquad (26)$$

Unitatea de măsură energetică este joule pe metru patrat ($\frac{J}{m^2}$) iar cea fotometrică este lux-secundă(ℓx.s)

1.7 <u>Cantitatea de lumină , Q</u>

Alte receptoare,cum ar fi de exemplu celulele fotoelectrice în anumite montaje,măsoară cantitatea de energie radiantă ce cade pe ele într-un interval de timp dat t.

Cantitatea de lumină se defineşte prin fluxul luminos ϕ primit sau emis de o suprafaţă într-un timp t şi se calculează după formula :

$$Q = \phi \, , t \qquad (27)$$

Unitatea ei de măsură este lumen-secundă(ℓm.s).Prin lumen-secundă se înţelege cantitatea de lumină corespunzătoare fluxului luminos de 1 lumen,emis sau primit în timp de 1 secundă.

2. Fotometre

Măsurarea intensităţii surselor luminoase se face cu ajutorul unor instrumente numite fotometre. Metodele de măsură vizuale se bazează pe proprietatea pe care o are ochiul de a stabili cu mare precizie egalitatea de iluminare a două suprafeţe vecine, cu condiţia ca ele să fie iluminate cu lumină de aceeaşi culoare. In acest caz, la egalitate de iluminare, în conformitate cu relaţia (25) se poate scrie pentru cele două suprafeţe :

$$E = \frac{I}{r^2}\cos\alpha = \frac{I_1}{r_1^2}\cos\alpha_1$$

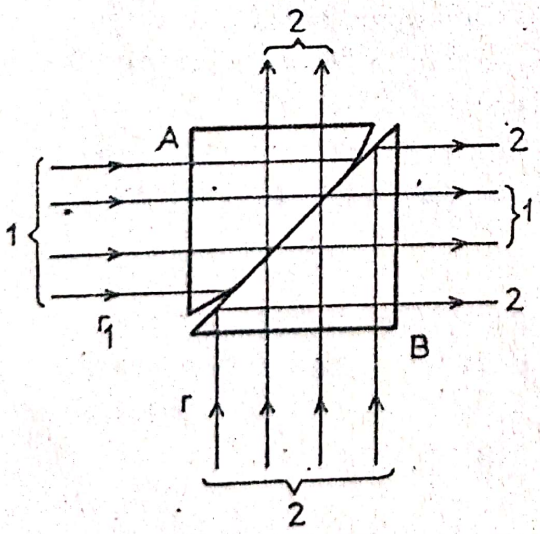
Dacă înclinarea razelor faţă de cele două suprafeţe este aceeaşi, $\alpha = \alpha_1$, iar expresia de mai sus devine : $\frac{I}{r^2} = \frac{I_1}{r_1^2}$ de unde rezultă

$$I = I_1 \cdot \frac{r^2}{r_1^2} \qquad (28)$$

Cunoscînd intensitatea I_1 a unuia dintre surse (sursa etalon) şi măsurînd distanţele r şi r_1 de la fiecare sursă pînă la suprafaţa iluminată corespunzătoare, putem astfel determina intensitatea I a celeilalte surse. Pe acest principiu sînt construite, de exemplu, fotometrele Ritchie şi Lummer-Brodhun.

2.1 Fotometrul Lummer-Brodhun

Este alcătuit din două prisme de sticlă dreptunghiulare A şi B care la un loc formează un cub (fig.15). Faţa ipotenuză a prismei A este plană şi transparentă numai în regiunea sa centrală. Restul feţei este şlefuit în formă sferică. In locul unde prismele vin în contact ele se comportă ca un corp omogen transparent.



Fasciculul luminos venind de la prima sursă cade pe prisma A şi străbate cubul în regiunea din mijloc. Razele care cad pe porţiunea şlefuită sînt difuzate. Fasciculul 2, care vine de la sursa a doua, cade pe prisma B şi străbate

Fig.15.

cubul în regiunea de mijloc.Razele marginale suferă însă o reflexie totală(Cap.III) şi sînt deviate spre dreapta.Privind din această direcţie vom observa două cîmpuri luminoase: la mijloc cîmpul produs de una din surse iar la margine cîmpul produs de cea de a doua sursă.In cazul negalităţii de iluminare graniţa care desparte cele două cîmpuri apare puternic în evidenţă.La egalitatea de iluminare ea dispare.Egalitatea iluminărilor se poate obţine variind distanţele r şi r_1 pînă la surse.Măsurînd aceste distanţe şi cunoscînd intensitatea I_1 a sursei etalon putem calcula intensitatea celeilalte surse cu ajutorul relaţiei(28).Acest fotometru este foarte sensibil şi foarte mult răspîndit.

2,2 Fotometrul diferenţial cu fotoelemente

In acest fotometru ochiul omenesc este înlocuit prin două celule fotoelectrice,dispozitive care fiind iluminate dau naştere la curenţi electrici în circuitele în care sînt introduse.Schema unui astfel de fotometru este dată în fig.16. El cuprinde două celule fotoelectrice identice A şi B legate în serie cu bateriile identice E_1 şi E_2 şi un galvanometru G

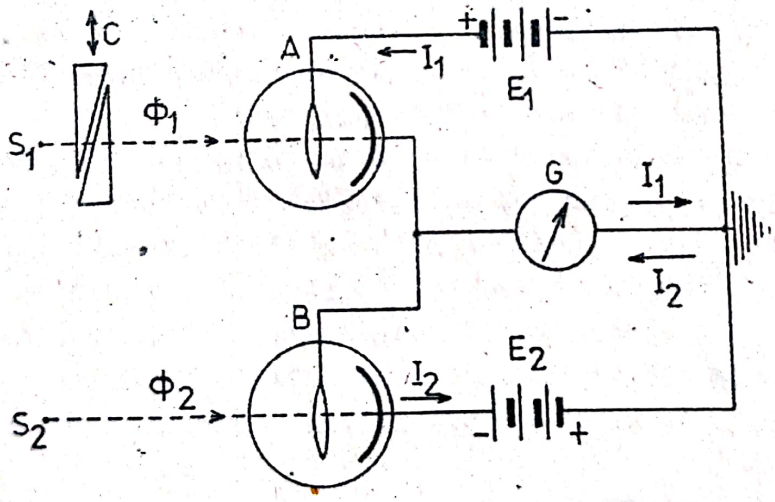


Fig.16.

inclus între punctul de legătură a celor două celule şi punctul de legătură a celor două baterii. Iluminînd fotoelementele A şi B cu sursele S_1 şi S_2 aflate la distanţe egale se obţin curenţii I_1şi I_2 care circulă în sensul arătat de săgeţi.După cum se vede prin galvanometrul G va trece un curent egal cu diferenţa I_1-I_2 a celor doi curenţi. Cu ajutorul unui dispozitiv special C(pană neutră)putem slăbi (prin absorbţie)de k ori fluxul luminos ϕ_1 emis de sursa mai intensă(aici S_1) aşa încît prin galvanometru să nu mai treacă curent.In acest caz raportul $k=\phi_1/\phi_2$ ne arată de cîte ori intensitatea luminoasă a uneia din surse este mai mare decît

a celeilalte.Raportul intensităţilor se citeşte direct pe montura pensei etalonată în prealabil.Galvanometrul serveşte doar pentru a indica anularea diferenţei I_1-I_2(indicator de zero). In loc de celule fotoelectrice pot fi utilizate cuplurile termoelectrice.

2.3 Luxmetrul

In practică este de multe ori necesar să se măsoare iluminarea într-un loc dat.In acest scop s-au construit fotometre portabile,gradate în lucşi,numite luxmetre .In prezent au o largă răspîndire(de exemplu în exponometrele fotografice) luxmetrele alcătuite dintr-un element fotoelectric cu seleniu, a cărui curbă de sensibilitate este asemănătoare cu cea a ochiului,şi dintr-un galvanometru sensibil a cărei scală este gradată direct în lucşi.

C A P I T O L U L III

R E F L E X I A S I R E F R A C T I A L U M I N I I

1.Noţiuni generale

Lumina se propagă în linie dreaptă numai în mediile omogene.Dacă mediul prin care se propagă lumina este însă neomogen,atunci viteza ei $v = \frac{c}{n}$ în diferite puncte este diferită iar propagarea nu se mai face în linie dreaptă.Cel mai simplu caz de neuniformitate îl reprezintă suprafaţa plană de separaţie dintre două medii omogene transparente în care lumina se propagă cu viteze diferite v_1 şi v_2.O rază de lumină căzînd pe suprafaţa de separaţie AB dintre cele două medii(fig. 17),în parte se întoarce în acelaşi mediu iar în parte pătrunde în mediul al doilea schimbîndu-şi direcţia de propagare. Primul fenomen îl numim reflexia luminii iar cel de al doilea refrac-

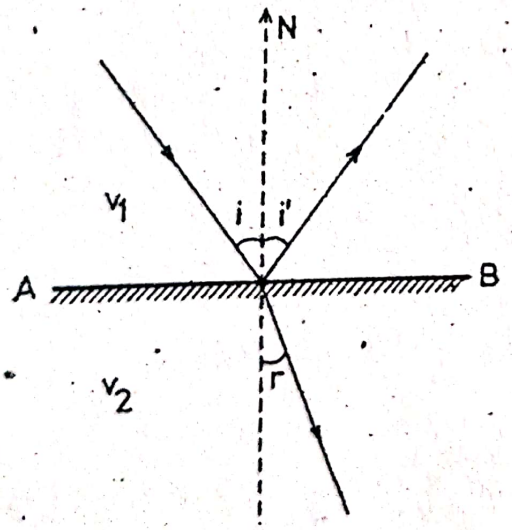


Fig.17.

ţia luminii.Legile reflexiei luminii au fost cunoscute încă de Euclid(sec.III.î.e.n).Ele se enunţă în felul următor :

1.Raza reflectată se află în acelaşi plan cu raza incidentă şi cu normala dusă la suprafaţa de separaţie în punctul de incidenţă.

2.Unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidenţă:

$$i' = i \qquad (29)$$

Reflexia luminii nu se observă numai la suprafaţa de separaţie între două medii transparente.Intr-o măsură mai mare sau mai mică toate corpurile reflectă lumina.Corpurile opace poleite(oglinzile)reflectă şi ele lumina după aceleaşi legi.Intensitatea luminii reflectate de o oglindă depinde de natura suprafeţei reflectătoare.Astfel,la oglinzile de argint, ea poate ajunge pînă la 96% din intensitatea luminii incidente pe cînd la suprafeţele poleite negre ea ajunge abia la 1%.In general,intensitatea luminii reflectate depinde şi de unghiul de incidenţă.

Spre deosebire de reflexia în oglindă,unele suprafeţe, cum ar fi de exemplu suprafaţa unei coli de hîrtie sau a unui strat de zăpadă proaspăt căzută,reflectă lumina mai mult sau mai puţin în toate direcţiile.Aceasta este aşa numita reflexie difuză.Suprafeţele care au această proprietate poartă denumirea de suprafeţe mate.Distribuţia intensităţii în lumina reflectată difuz poate fi reprezentată grafic ducînd din punctul de incidenţă vectori a căror lungime să fie egală cu intensitatea luminii difuzate pe acea direcţie(fig.18).Linia care uneşte extremităţile acestor vectori ne arată distribuţia intensităţilor în lumina reflectată difuz.Se observă întotdeauna un maxim M pe direcţia razei reflectate după legile reflexiei,ceea ce ne arată că suprafaţa nu este absolut mată(nu reflec-

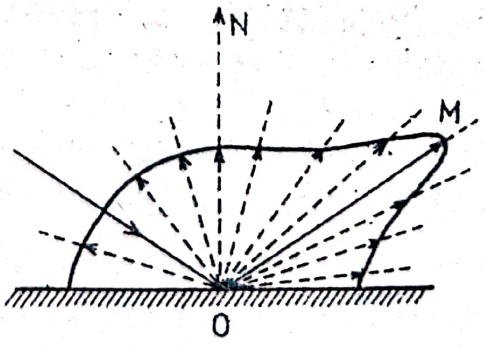


Fig.18

tă lumina în mod egal pe toate direcţiile).

După cum am mai amintit, formularea exactă a legilor refracţiei a fost dată abia la începutul secolului al XVII-lea de către Descartes, pe baza concepţiei corpusculare asupra naturii luminii. Aceste legi se enunţă în felul următor :

1. Raza refractată se află în acelaşi plan cu raza incidentă şi cu normala dusă la suprafaţa de separaţie în punctul de incidenţă.
2. Raportul dintre sinusul unghiului de incidenţă şi sinusul unghiului de refracţie este o mărime constantă pentru două medii date :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{2,1} \qquad (30)$$

Mărimea $n_{2,1}$ poartă denumirea de <u>indice de refracţie relativ</u> al mediului al doilea faţă de mediul întîi. Pe de altă parte, din teoria ondulatorie a luminii, rezultă că indicele de refracţie relativ este egal cu raportul vitezelor de propagare a luminii în primul şi al doilea mediu :

$$n_{2,1} = \frac{v_1}{v_2} \qquad (31)$$

Dacă primul mediu este vidul, pentru care viteza de propagare a luminii este c, atunci indicele de refracţie al celui de al doilea mediu faţă de vid se numeşte <u>indice de refracţie absolut</u>. Avem astfel pentru două medii oarecare în raport cu vidul:

$$n_1 = c/v_1 \quad \text{şi} \quad n_2 = c/v_2 \qquad (32)$$

Din relaţiile scrise rezultă că indicii de refracţie absoluţi a două medii oarecare sînt invers proporţionali cu vitezele de propagare a luminii în cele două medii. De aici rezultă că într-un mediu cu indice de refracţie mai mare (mai refringent) lumina se propagă cu o viteză mai mică decît într-un mediu optic mai puţin refringent. Rezultă deasemenea că indicele de refracţie relativ

$$n_{2,1} = v_1/v_2 = \frac{c/n_1}{c/n_2} = n_2/n_1$$

este egal cu raportul dintre indicele de refracţie absolut al mediului al doilea şi indicele de refracţie absolut al mediului întîi.

Dacă lumina se propagă din mediul al doilea în mediul întîi atunci vom putea scrie pentru indicele de refracţie relativ relaţia :

$$n_{1,2} = v_2/v_1 = n_1/n_2$$

Comparînd ultimile două expresii, pentru $n_{1,2}$ şi $n_{2,1}$ rezultă că indicii de refracţie relativi, al mediului al doilea faţă de mediul întîi şi al mediului întîi faţă de mediul al doilea sînt mărimi inverse :

$$n_{2,1} = 1/n_{1,2} \qquad (33)$$

Ţinînd seama că $n_{2,1} = n_2/n_1$, putem scrie legea refracţiei luminii sub o formă simetrică relativ la ambele medii

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r \qquad (34)$$

Din această simetrie rezultă principiul cunoscut în optică sub denumirea de principiul drumului invers: dacă raza de lumină vine din mediul al doilea sub un unghi r atunci ea se va propaga în primul mediu sub un unghi i legat de unghiul r prin aceeaşi relaţie. In cazul unui sistem de lame cu feţe plan-paralele suprapuse, produsele de forma n sin i au aceeaşi valoare pentru toate lamele din sistem. Produsul n sin i este un invariant al sistemului.

2. Factorii de reflexie şi de transmisie.

Din cele arătate mai sus rezultă că la suprafaţa de separaţie a două medii transparente fluxul de radiaţii incidente ϕ_i se împarte în două : fluxul reflectat ϕ_r şi fluxul transmis (refractat) ϕ_t. In conformitate cu legea conservării energiei vom putea scrie :

$$\phi_i = \phi_r + \phi_t \qquad (35)$$

Pentru a caracteriza o suprafaţă din punct de vedere al intensităţii luminii reflectate şi transmise se introduc noţiunile de factor de reflexie R şi factor de transmisie T, definiţi prin relaţiile :

$$R = \phi_r / \phi_i \qquad \text{şi} \qquad T = \phi_t / \phi_i \qquad (36)$$

Factorii de reflexie şi de transmisie ne arată prin urmare a cîta parte din energia radiaţiei incidente este reflectată şi a cîta parte trece în al doilea mediu. Suma acestor factori este egală cu 1 după cum rezultă evident din relaţiile (35) şi (36):

$$R + T = 1 \qquad (37)$$

După cum se arată în teoria electromagnetică a luminii factorii de reflexie şi de transmisie depind de indicii de refracţie n_1 şi n_2 a celor două medii şi de unghiul de incidenţă i.Pentru incidenţă normală se găseşte prin calcul că :

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \qquad (38)$$

Dacă primul mediu este aerul($n_1 \simeq 1$) iar al doilea este sticla($n_2 \simeq 1,5$) atunci R= 0,04 ceea ce înseamnă că în condiţiile date doar 4% din lumina incidentă este reflectată iar restul de 96% trece în sticlă.Dacă $n_1 = n_2$ atunci R=0 şi limita de separaţie a celor două medii avînd indici de refracţie egali nu poate fi pusă în evidenţă.In toate cazurile întîlnite în practică factorii de reflexie şi de transmisie au valori cuprinse între 0 şi 1. Aceste valori extreme corespund respectiv corpurilor perfect absorbante şi perfect reflectătoare.

§2. Principiul lui Fermat

La trecerea luminii dintr-un mediu în altul,aceasta se reflectă şi se refractă astfel încît drumul străbătut de raza de lumină este o linie frîntă.In mediile neomogene,la care indicele de refracţie variază continuu de la un punct la altul,razele de lumină refractîndu-se necontenit se propagă pe drumuri în formă de linii curbe.Propagarea luminii în astfel de medii este descrisă de un principiu general cunoscut sub denumirea de principiul lui Fermat(1679) .Pentru a putea enunţa acest principiu trebuie să introducem noţiunea de drum optic. Prin drum optic($\mathcal{L}$)înţelegem produsul dintre drumul geometric s şi indicele de refracţie n al mediului :

$$(\mathcal{L}) = n\,s \qquad (39)$$

In cazul unui mediu neomogen,va trebui să împărţim drumul geometric în segmente infinit mici ds în aşa fel încît de-a lungul fiecărui segment indicele de refracţie să poată fi considerat ca fiind constant (fig.19).In acest caz elementul de drum optic va fi dat de relaţia :

$$(d\mathcal{L}) = n\,ds \qquad (40)$$

Drumul optic total va fi egal cu suma drumurilor optice elementare, adică va fi dat de integrala :

$$(\ell) = \int_A^B n\,ds \qquad (41)$$

luată de-a lungul curbei AB pe care se propagă lumina de la punctul A la punctul B.

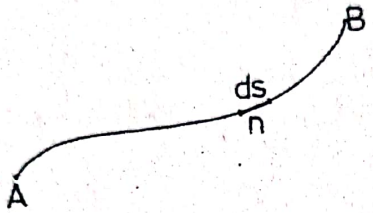


Fig.19

Principiul lui Fermat se formulează în felul următor: <u>drumul optic după care se propagă lumina între două puncte date are o valoare extremă</u>.

El este prin urmare sau maxim sau minim, indiferent ce traiectorii ar urma lumina între cele două puncte.

In cazul reflexiei luminii, de exemplu, drumul optic străbătut de lumină are o valoare minimă. Acelaşi lucru se poate spune şi în cazul refracţiei luminii (fig.20).

Intr-adevăr, să presupunem că raza de lumină AOB se refractă în punctul O a cărui poziţie este determinată de segmentul de dreaptă x socotit de la piciorul perpendicularei AC. Pentru o pereche dată de puncte A şi B, distanţa p şi perpendicularele h_1 şi h_2 sînt constante. Drumul optic (ℓ) al razei AOB este dat de relaţia:

$(\ell) = n_1 AO + n_2 OB$

Pe de altă parte din figură rezultă că :

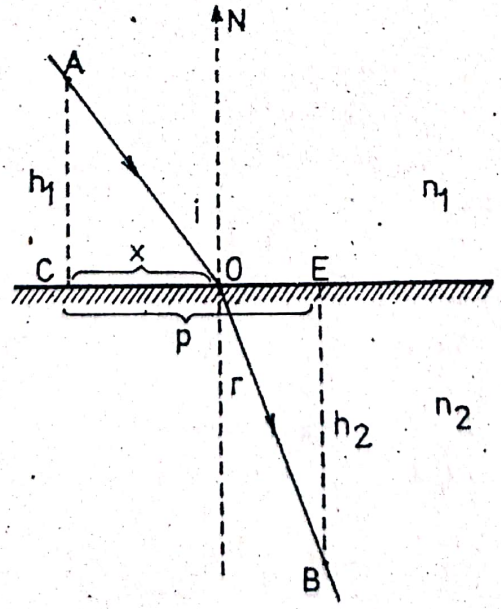


Fig. 20

$$AO = \sqrt{h_1^2 + x^2} \qquad \text{şi}$$

$$OB = \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}$$

Prin înlocuire obţinem deci :

$$(\ell) = n_1 \sqrt{h_1^2 + x^2} + n_2 \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}$$

Drumul optic(ℓ) va avea valoarea extremă pentru acea valoare a lui x pentru care $\frac{d(\ell)}{dx} = 0$. Derivînd expresia de mai sus în raport cu x obţinem :

$$\frac{d(\ell)}{dx} = n_1 \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} - n_2 \frac{p - x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)}} = 0$$

Din figură se vede însă că

$$\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin i \quad \text{iar} \quad \frac{px}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = \sin r$$

aşa că avem : $n_1 \sin i = n_2 \sin r$ sau

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} ;$$

cu alte cuvinte din principiul lui Fermat rezultă legea refracţiei. După semnul derivatei a doua se găseşte că drumul optic este minim(derivata a doua $\frac{d^2(\ell)}{dx^2} > 0$).Planul care conţine traiectoria minimă este planul care trece prin punctele A şi B şi este perpendicular pe suprafaţa de separaţie în conformitate cu prima lege a refracţiei.

In mod analog,prin aplicarea principiului drumului optic minim a lui Fermat, se obţin legile reflexiei luminii.Deoarece legile reflexiei şi refracţiei luminii sînt bine verificate experimental,rezultă că între două puncte date,lumina "alege" drumul optic cel mai scurt.Acestui drum optic îi corespunde un timp de propagare minim.

§3.Reflexia luminii pe oglinzi plane

Să presupunem că punctul luminos S se află aşezat în faţa unei oglinzi plane O(fig.21).De la acest punct luminos pornesc raze de lumină în toate direcţiile şi o parte din ele vor

întîlni oglinda.Să luăm în considerare două raze oarecare SO_2 şi SO_3.Razele reflectate corespunzătoare vor fi O_2R_1 şi O_3R_2.Prelungirile acestor raze,ca şi a tuturor razelor reflectate care vin de la punctul luminos S,intersectează perpendiculara coborîtă din S pe suprafaţa oglinzii într-un punct S' simetric cu S faţă de planul oglinzii. Intr-adevăr,triunghiurile SO_1O_2 şi $S'O_1O_2$ sînt egale,deoarece ele sînt dreptunghice ,au latura O_1O_2 comună iar $\sphericalangle \alpha_1 = \sphericalangle i = \sphericalangle \alpha_2$ .Ca urmare $SO_1 = O_1S'$.

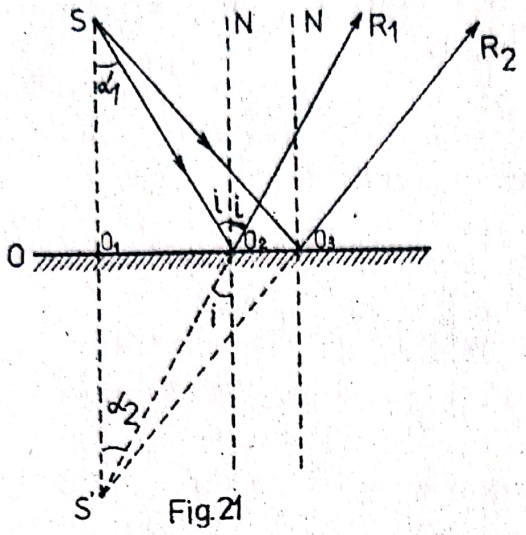


Fig.21

La aceeaşi concluzie ajungem dacă luăm în considerare triunghiurile egale SO_1O_3 şi $S'O_1O_3$ .Prelungirile razelor reflectate se întîlnesc prin urmare în acelaşi punct S' care este imaginea punctului luminos S.Astfel de imagini a căror poziţie este determinată de intersecţia prelungirilor razelor reflectate,se numesc <u>imagini virtuale</u> . Ele nu există în realitate,dar lucrurile se petrec ca şi cînd oglinda nu ar exista şi am avea în locul imaginii virtuale o sursă de lumină identică cu cea dată.

Imaginea în oglindă a unei figuri oarecare se obţine construind imaginile diferitelor puncte din care se compune obiectul(fig.22).Pentru fiecare segment de dreaptă este suficient să construim numai imaginile extremităţilor lui,deoarece imaginile celorlalte puncte formează o linie dreaptă ce uneşte imaginile extremităţilor.Se vede că imaginea în oglinda plană este virtuală, egală cu obiectul şi dreaptă (dacă B se af-

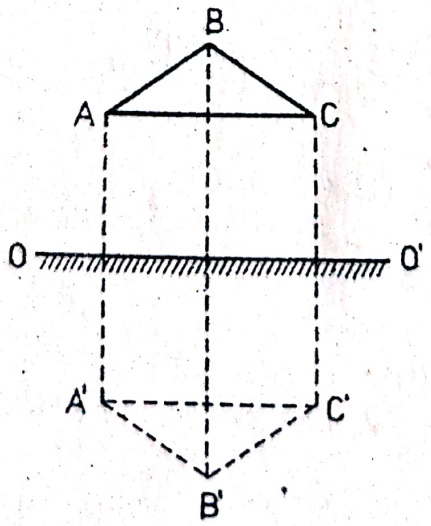


Fig.22.

lă în planul AC perpendicular pe planul foii,atunci B' se află în planul A'C' care este deasemenea perpendicular pe planul foii).

Oglinda plană modifică numai direcţia fasciculului luminos fără să schimbe convergenţa lui.Din această cauză luminozitatea imaginii ar trebui să fie aceeaşi cu a obiectului.In realitate,în timpul reflexiei,o parte din energia luminoasă(pînă la 10%) este absorbită de suprafaţa reflectătoare aşa că luminozitatea imaginii este mai mică decît a obiectului.

Să analizăm acum cum se deplasează imaginea odată cu deplasarea oglinzii şi să arătăm cîteva aplicaţii ale oglinzilor plane.

a)Dacă oglinda se deplasează paralel cu ea însăşi pe direcţia razelor cu distanţa x , imaginea se deplasează pe o distanţă de două ori mai mare(2x).Intr-devăr,din figura 23 rezultă că :

$$S'S'_1 = 2\ell - (2\ell - x) = 2x$$

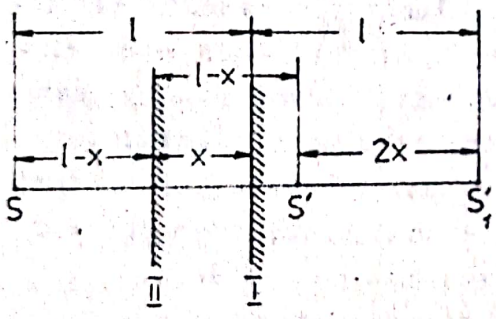


Fig. 23.

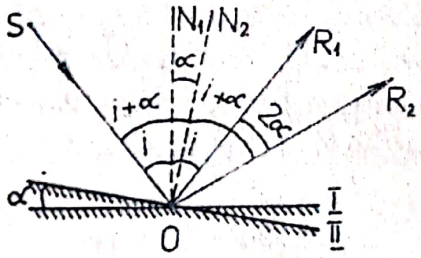


Fig. 24

b) Dacă oglinda se roteşte cu un unghi α,în jurul unei axe conţinute în planul oglinzii,raza reflectată este rotită cu un unghi de două ori mai mare(2α).Intr-adevăr,după cum se vede din fig.24,dacă înainte de a roti oglinda unghiul dintre raza incidentă şi raza reflectată era 2i , după ce oglinda a fost rotită acest unghi devine egal cu $2i + 2\alpha$.Ca urmare raza reflectată s-a rotit cu un unghi egal cu $(2i + 2\alpha) - 2i = 2\alpha$.Pe această proprietate se bazează metoda Poggendorf pentru măsurarea unghiurilor mici.De piesa care se roteşte,de exemplu cadrul unui galvanometru sau braţul unei balanţe,se fixează o mică oglindă plană O de pe care se reflectă un fascicul de lumină care apoi ajunge pe o

scară gradată R aşezată la distanţa d de oglindă(fig.25).Dacă oglinda se roteşte cu un unghi oarecare α ,raza reflectată se roteşte cu 2α iar spotul luminos de pe riglă se deplasează pe distanţa a care se măsoară.Din figură se vede că :

$$tg\ 2\alpha = a/d \quad \text{sau, dacă } \alpha \text{ este mic, } \alpha = a/2d$$

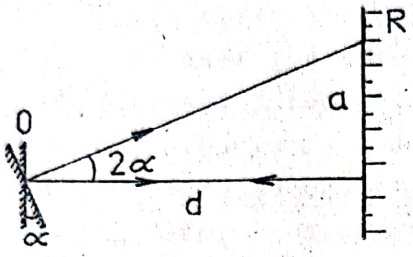


Fig. 25

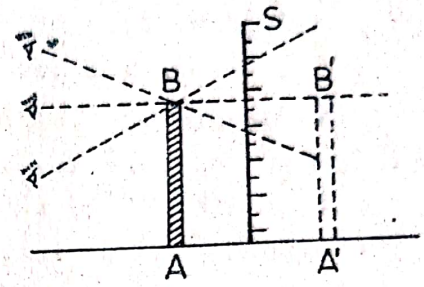


Fig. 26

c)Dacă mărimea unui obiect oarecare AB sau poziţia unui punct a unui obiect ,se apreciază cu ajutorul ochiului folosind o scară gradată S situată la o distanţă oarecare de obiect,rezultatul citirii va depinde evident de direcţia după care privim(fig.26).Erorile care apar datorită privirii oblice, numite <u>erori de paralaxă</u> ,sînt îndepărtate dacă scara gradată se face pe o oglindă plană.Citirea este corectă cînd obiectul şi imaginea sa în oglindă se suprapun.Acest sistem de citire este mult folosit în aparatele electrice de măsură cu ac indicator.

d)Un sistem de două oglinzi plane poate fi folosit pentru a schimba direcţia unui fascicul de lumină cu 180° sau pentru a-l deplasa lateral(fig.27).

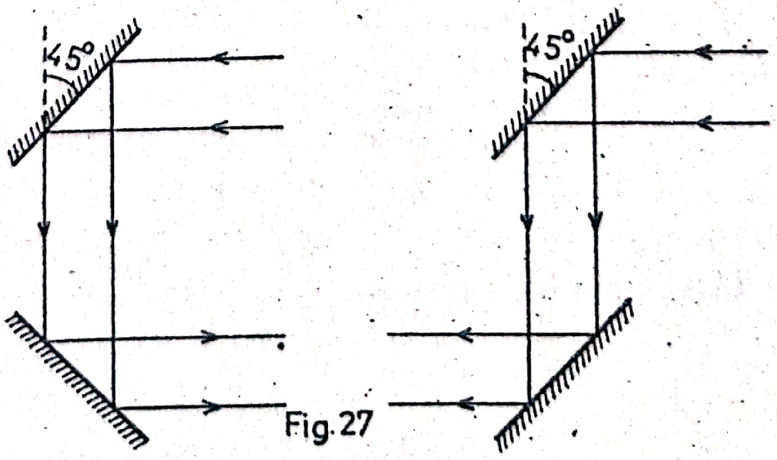


Fig.27

§ 4. Reflexia luminii pe oglinzi sferice

Prin oglindă sferică se înţelege o suprafaţă reflectătoare de forma unei calote sferice. Raza de curbură a oglinzii este egală cu raza sferei din care face parte suprafaţa oglinzii. Unghiul sub care se vede din centrul de curbură al oglinzii diametrul cercului care mărgineşte oglinda se numeşte deschiderea oglinzii.

Oglinzile sferice pot fi <u>concave</u> sau <u>convexe</u>, după cum suprafaţa reflectătoare este concavă sau convexă. Linia dreaptă care trece prin centrul de curbură şi prin centrul cercului care mărgineşte calota, se numeşte <u>axă optică principală a oglinzii</u>. Liniile drepte care trec prin centrul de curbură al oglinzii dar nu trec prin centrul calotei se numesc <u>axe optice secundare</u>. Punctul unde axa optică principală întîlneşte oglinda se numeşte <u>vîrful oglinzii</u> (fig.28). Razele care se propagă în apropierea axei optice principale fiind paralele cu aceasta sau făcînd cu ea unghiuri foarte mici se numesc <u>raze paraxiale</u>.

4.1 Formula oglinzilor sferice

Să presupunem că sursa punctiformă de lumină S se află pe axa optică principală a unei oglinzi sferice cu centrul de curbură în punctul C (fig.28). Toate razele paraxiale care pornesc de la S, după reflexie, se vor întretăia într-un punct S' aflat deasemenea pe axa optică principală. Punctul S' este prin urmare imaginea sursei puntiforme S. Distanţele de la vîrful oglinzii V la obiectul S şi la imaginea acestuia S' le notăm, respectiv cu p şi p'. Dacă arcul AV este mic în comparaţie cu raza sferei CV=r atunci segmentul ℓ, dus din punctul de incidenţă A perpendicular pe axa optică, poate fi considerat în acelaşi timp ca un arc de rază CV, SV sau S'V. Din figură rezultă că în acest caz putem scrie :

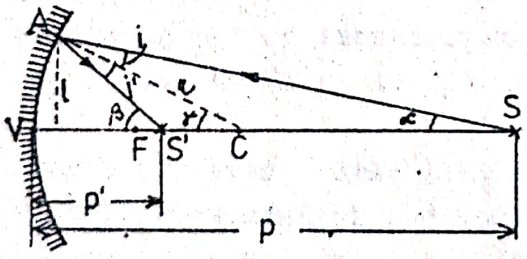


Fig.28

$\alpha = \frac{\ell}{p}$; $\beta = \frac{\ell}{p'}$; $\gamma = \frac{\ell}{r}$

Pe de altă parte avem $\alpha = \gamma - i$ iar $\beta = \gamma + i$,aşa că $\alpha + \beta = 2\gamma$ .Luînd în considerare şi relaţiile precedente obţinem,după ce se reduce ℓ , relaţia

$$1/p + 1/p' = 2/r \qquad (42)$$

Aceasta este relaţia care leagă poziţia imaginii S' de poziţia obiectului S şi de raza de curbură a oglinzii r.Ea nu depinde de ℓ care este diferit pentru diferitele raze care pornesc din punctul S.De aici rezultă că pentru un p dat,în condiţiile date (raze paraxiale)toate razele reflectate vor întretăia axa optică principală într-un punct aflat la distanţa p' de oglindă,dată de relaţia de mai sus.

Dacă obiectul se duce foarte departe de oglindă,$p \to \infty$ imaginea tinde spre punctul F situat la distanţa $p' = r/2$.Numim această distanţă,<u>distanţa focală a oglinzii</u> şi o notăm cu f :

$$f = r/2 \quad \text{sau} \quad 1/f = 2/r$$

Punctul corespunzător F de pe axa optică principală,în care se formează imaginea obiectului punctiform aflat la infinit, îl numim <u>focarul principal al oglinzii</u>.Ţinînd seama de cele arătate ,vom transcrie relaţia obţinută mai înainte sub forma :

$$1/p + 1/p' = 1/f \qquad (43)$$

Ea poartă denumirea de <u>formula oglinzilor sferice</u>.Din această formulă rezultă că dacă punctul luminos S se apropie de oglindă imaginea S' se depărtează de ea şi invers.Într-adevăr,membrul din dreapta al relaţiei de mai sus fiind constant,pentru o oglindă dată,rezultă că atunci cînd p creşte, p'scade şi invers.Dacă p=r atunci şi p'=r. Se vede astfel că în centrul oglinzii se întîlneşte obiectul luminos cu imaginea sa.Dacă obiectul luminos se apropie şi mai mult de oglindă imaginea se va depărta mai repede de ea şi va ocupa succesiv acele poziţii pe care mai înainte le ocupa obiectul.Cea mai rapidă deplasare a imaginii va avea loc atunci cînd obiectul se află în imediata apropiere a focarului. Într-adevăr,dacă p= f , $p' = \infty$,deci în acest caz imaginea se depărtează la infinit.Dacă obiectul se află între focar şi oglin-

dă,deci dacă $p < f$ atunci $p' < 0$.In acest caz imaginea punctului luminos devine virtuală(este situată în spatele oglinzii).

Deoarece formula oglinzilor sferice este simetrică faţă de p şi p' poziţia obiectului luminos şi a imaginii lui sînt conjugate,adică dacă aşezăm obiectul luminos în locul imaginii lui,atunci imaginea obiectului se obţine în locul unde a fost mai înainte obiectul.

Formula oglinzilor stabilită mai înainte este valabilă şi în cazul oglinzilor convexe numai că în acest caz r şi f sînt negative.Deoarece p este tot timpul pozitiv rezultă că p' trebuie

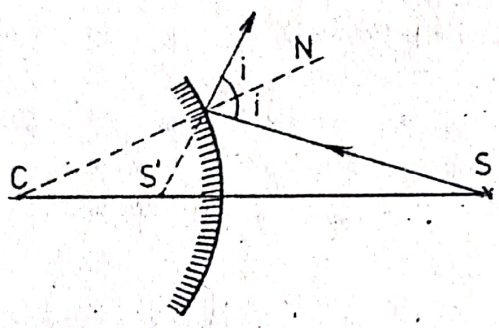


Fig.29.

că fie în toate cazurile negativ,adică pentru orice poziţie a obiectului imaginea în oglinda convexă se formează în spatele acesteia,ea este deci virtuală aşa cum se vede în fig.29. Formula oglinzilor convexe are deci forma următoare:

$$1/p - 1/p' = -1/f \qquad (44)$$

4.2Formula oglinzilor sferice în forma dată de Newton

Formula oglinzilor sferice capătă o formă mai simplă dacă distanţele de la obiect şi de la imagine se măsoară nu pînă la

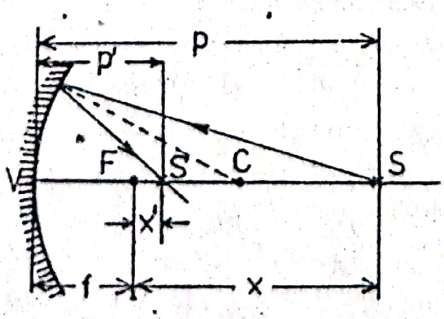


Fig.30.

vîrful oglinzii ci pînă la focar(fig.30). In acest caz avem relaţiile :

$p = x + f$ şi

$p' = x' + f$

Inlocuindu-le în formula oglinzilor sferice obţinem

$$\frac{1}{x+f} + \frac{1}{x'+f} = \frac{1}{f}$$

sau,după ce se fac re-

ducerile respective :

$$x\,x' = f^2 \qquad (45)$$

Aceasta este formula oglinzilor în forma lui Newton.Ea reprezintă o hiperbolă echilaterală cu originea în focarul F.Pozițiile sursei și ale imaginii sînt date de abscisa și ordonata acestei hiperbole.Cu ajutorul acestei formule putem verifica într-un mod foarte simplu toate concluziile la care am ajuns, referitoare la pozițiile obiectului și a imaginii acestuia.Astfel, de exemplu,dacă obiectul se află între focar și oglindă,atunci x este negativ și în valoare absolută mai mic ca f și ca urmare x' trebuie să fie negativ și în valoare absolută mai mare ca f. Imaginea se formează deci în spatele oglinzii.Ea este <u>virtuală</u>.

4.3 Imagini în oglinzile sferice

Construcția imaginii unui obiect se face cu ajutorul razelor luminoase a căror drum după reflexia pe oglindă ne este cunoscut.Ele sînt următoarele :(fig.31) 1.Razele care trec prin centrul oglinzii,căzînd normal pe suprafața acesteia,se întorc pe același drum (raza 1) .

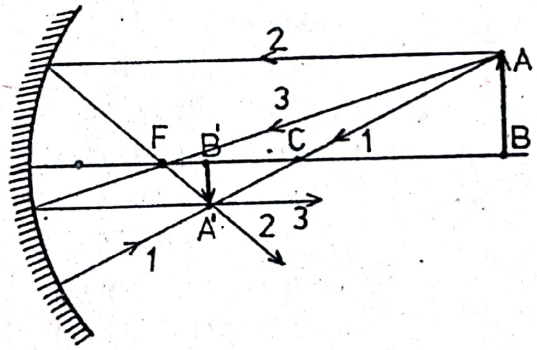


Fig.31.

2.Razele care sînt paralele cu axa optică principală,după reflexie, trec prin focar(raza 2).

3.Razele care trec prin focar,după reflexie, devin paralele cu axa optică principală (raza 3) .

In punctul unde aceste raze se întretaie se va obține imaginea A' a punctului luminos A a obiectului AB.Desigur că pentru construcția imaginii unui punct sînt suficiente numai două raze din cele trei arătate.Dacă obiectul AB este perpendicular pe axa optică,imaginea lui A'B' se obține ducînd din punctul A' o perpendiculară pe axa optică.Pentru a obține însă imaginea unui obiect mai complicat,va trebui să construim imaginea fiecărui punct ce constituie acel obiect.

Atît timp cît $p > r$ imaginea A'B' a obiectului AB este reală, micşorată şi răsturnată.(fig.31) Dacă $p=r$ imaginea este reală, răsturnată şi egală cu obiectul . . . . .Dacă $f < p < r$,imaginea este reală,răsturnată şi mărită.Acest caz este ilustrat deasemenea de figura 31 numai că de data aceasta obiectul este A'B' iar imaginea lui este AB.Mersul razelor este acuma invers.Se vede astfel că punctele A şi A' şi B şi B' sînt respectiv conjugate.

Dacă $p=f$ atunci $p' = \infty$,adică imaginea obiectului situat în planul focal este aruncată la infinit (nu se formează,fasciculul reflectat fiind paralel).Dacă $p < f$ imaginea se formează (aparent)în spatele oglinzii(fig.32).Ea este virtuală,mărită şi dreaptă.

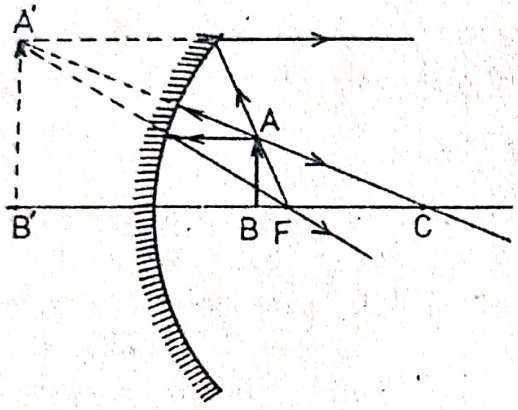


Fig.32.

Pentru construcţia ei ne servim de aceleaşi raze ca şi în cazul imaginilor reale şi de prelungirile acestor raze.

Imaginile în oglinzile convexe se construiesc în acelaşi mod(fig.33).Se vede că imaginea într-o oglindă convexă este totdeauna virtuală dreaptă şi micşorată.Imaginea devine egală cu obiectul şi suprapusă peste acesta, în momentul cînd obiectul se găseşte situat în planul tangent la oglindă în vîrful ei V. In acest caz limită $p=0$ şi $p'=0$.

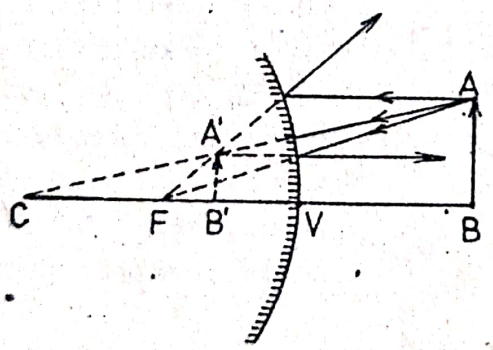


Fig. 33

După cum am arătat,imaginea unui punct luminos situat pe axa optică este deasemenea punctiformă şi situată pe axa optică la intersecţia tuturor razelor ce pleacă de la obiectul S şi ajung la imaginea lui S'.Pentru a găsi locul imaginii unui punct de pe axă considerăm o rază de lumină care pleacă din acel punct şi cade într-un punct arbitrar I de pe

suprafaţa oglinzii(fig.34 a).Pentru a găsi direcţia razei reflectate considerăm o rază ajutătoare paralelă cu prima dar care trece prin centrul de curbură C al oglinzii.Această rază se va întoarce după reflexie pe acelaşi drum şi va întîlni planul focal al oglinzii în focarul secundar F'.Prin acest focar trec după reflexie toate razele incidente paralele între ele deci şi raza considerată de noi.Această rază arbitrară,deci toate razele care pleacă de la S,va întîlni axa optică în punctul S' care este imaginea punctului S.In cazul oglinzilor convexe construcţia este arătată în figura 34 b .

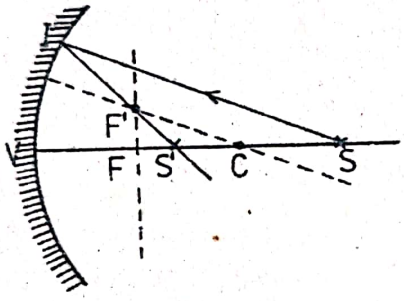


Fig.34.a.

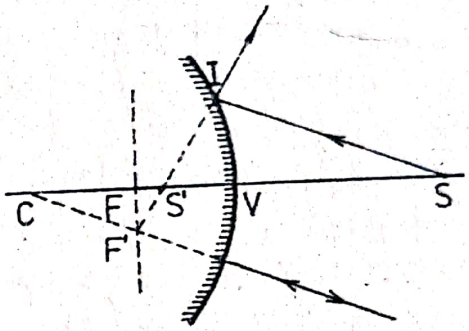


Fig. 34b

4.4.Mărirea la oglinzile sferice

a)Mărirea liniară transversală

Prin mărire liniară transversală α a unei oglinzi sferice se înţelege raportuldintre mărimea imaginii A'B' şi mărimea obiectului AB luate pe direcţia perpendiculară la axa optică principală : $\alpha = A'B'/AB$ (fig.35).Din triunghiurile asemenea A'B'C şi ABC rezultă însă că

$$\alpha = A'B'/AB = r-p'/p-r$$

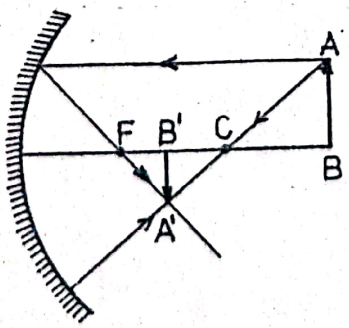


Fig.35.

Pe de altă parte,din formula oglinzilor

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{2}{r},$$

obţinem pentru r :

$$r=\frac{2pp'}{p+p'}$$

Inlocuind această valoare în expresia lui α şi efectuînd calculele rezultă :

$$\alpha = p'/p \qquad (46)$$

Mărirea transversală este egală prin urmare cu raportul dintre distanţele imaginii şi obiectului pînă la vîrful oglinzii. De aici rezultă următoarele :

1.- Dacă $p=\infty$, $\alpha=0$. In acest caz, după cum ştim, imaginea se formează în focar. Ea este punctiformă.

2.- Dacă obiectul se apropie de oglindă, p se micşorează iar p' creşte. Mărirea creşte.

3.- Dacă obiectul se află în centrul oglinzii, imaginea se formează în acelaşi loc : $p=p'=r$. In acest caz avem deci $\alpha=1$. Mărimea imaginii este egală cu mărimea obiectului.

4.- Dacă obiectul se află în focar, $p=f$ iar $p' =\infty$. In acest caz $\alpha=\infty$ (imaginea nu se formează).

b) <u>Mărirea liniară longitudinală</u>

Prin mărire longitudinală a unei oglinzi sferice se înţelege raportul dintre lungimea imaginii unui segment oarecare luat de-a lungul axei, optice principale şi lungimea segmentului însuşi.

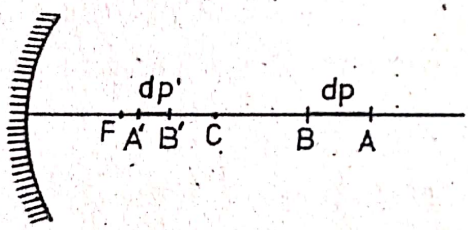


Fig.36.

$\beta = dp'/dp$ (fig.36)

Pe de altă parte diferenţiind formula oglinzilor sferice

$$\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$$

obţinem

$$\beta=\frac{dp'}{dp}=-\frac{p'^2}{p^2}=-\alpha^2 \qquad (47)$$

Mărirea longitudinală este prin urmare egală cu patratul măririi transversale cu semn schimbat. β este prin urmare totdeauna negativ : imaginea şi obiectul se deplasează totdeauna în sens contrar.

4.5 <u>Defectele oglinzilor sferice</u>

Raţionamentele pe care le-am făcut pînă acum au avut la baza lor formula oglinzilor sferice care, după cum ştim, este valabilă numai pentru razele paraxiale. In practică însă, avem adesea de a face cu cazuri mult mai complicate. Dacă razele luminoase formează cu axa optică principală un unghi mai mare, atunci se observă că razele care pornesc dintr-un punct al obiectului luminos nu se mai

întretaie după reflexie tot într-un punct.Cu alte cuvinte imaginea unui punct luminos nu este un punct ci o pată astfel că asemănarea dintre obiect şi imagine devine mai puţin bună.Dacă luăm în considerare un fascicul de raze luminoase paralele cu axa optică principală a unei oglinzi,de deschidere mare,şi construim după legile reflexiei razele reflectate,vom observa că acestea nu se întretaie în acelaşi punct(fig.37).Cel mai departe de oglindă se află punctul F în care se intersectează razele paraxiale(centrale).Razele care se reflectă de marginea oglinzii întretaie axa principală în puncte aflate mai aproape de vîrful oglinzii.Orice pereche de raze care se reflectă în două puncte infinit vecine ale oglinzii se întretaie una cu alta înainte de a ajunge la axa optică principală.Aceste puncte de intersecţie formează în planul figurii o linie curbă care poartă denumirea de <u>curbă caustică</u>. Figura în spaţiu,formată de punctele de intersecţie ale razelor reflectate şi care se obţine prin rotirea curbei caustice în jurul axei optice se numeşte <u>suprafaţă caustică</u>.Ea are forma unui cornet cu vîrful în focarul principal F. Cu apropierea punctului luminos poziţia vîrfului suprafeţei caustice şi forma ei se modifică.Dacă aşezăm un ecran în poziţia PP' vom obţine pe el un cerc luminos cu marginile strălucitoare.

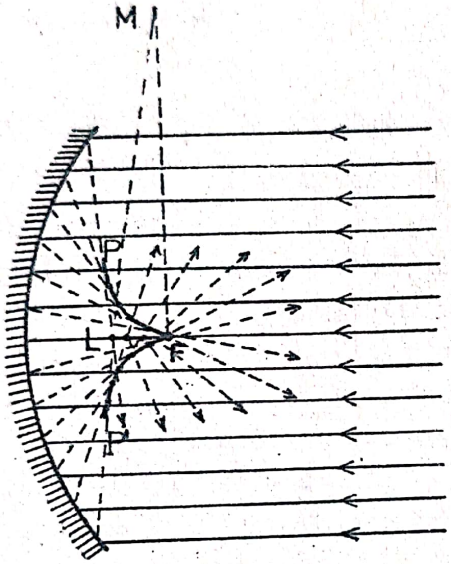


Fig.37.

La deplasarea ecranului spre punctul F,pe acesta va apare o pată luminoasă deoarece fasciculul se îngustează.In punctul F,pata va avea dimensiunile cele mai mici şi va avea luminozitatea cea mai mare.Defectul descris aici se numeşte <u>aberaţie de sfericitate</u>. Distanţa FL dintre punctul unde se adună razele paraxiale şi punctul unde se adună razele reflectate de pe marginea oglinzii poartă

denumirea de aberaţie longitudinală.Distanţa FM care dă depărtarea razelor reflectate de marginea oglinzii faţă de punctul F poartă denumirea de aberaţie transversală.

In sfîrşit,dacă razele luminoase vin înclinate sub un unghi oarecare faţă de axa optică principală,atunci apare un alt defect al oglinzilor care poartă denumirea de astigmatism.Acest defect se observă şi la lentile aşa că vom vorbi de el cu ocazia studiului acestora.

4.6 Oglinzile cilindrice ,eliptice şi parabolice

In unele cazuri este necesar să concentrăm lumina numai pe o anumită direcţie.In acest scop se pot folosi oglinzile cilindrice.La acestea deosebim două raze de curbură pe două direcţii perpendiculare între ele.Pe direcţia axei cilindrului,raza de curbură este infinită iar oglinda funcţionează ca o oglindă plană. Din această cauză imaginile liniilor de pe obiect paralele cu axa cilindrului sînt egale cu liniile de pe obiect.In planul perpendicular pe axa cilindrului oglinda acţionează ca o oglindă sferică (dacă cilindrul are o secţiune circulară)sau ca o oglindă parabolică(dacă cilindrul este parabolic).

La oglinzile eliptice suprafaţa reflectătoare face parte din suprafaţa unui elipsoid de revoluţie.Secţiunea unei astfel de oglinzi este o porţiune dintr-o elipsă(fig.38). Se ştie că normala la elipsă în orice punct al ei împarte în două părţi egale unghiul format între razele vectoare care unesc baza normalei cu cele două focare ale elipsei.De aici rezultă că dacă aşezăm o sursă punctiformă în unul din focarele oglinzii eliptice,atunci toate razele după reflexie se vor aduna fără aberaţii în celălalt focar.Oglinda eliptică formează prin urmare o imagine lipsită de aberaţii.Suprafeţele reflectătoare care au astfel de proprietăţi poartă denumirea de suprafeţe aplanatice.

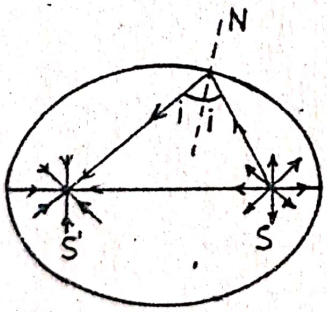


Fig.38.

Oglinda parabolică este un caz particular a oglinzii e-liptice.La oglinda parabolică cel de al doilea focar se află la infinit(fig.39).Din această cauză dacă aşezăm în focarul acestei oglinzi o sursă luminoasă punctiformă vom obţine după reflexie un fascicul paralel de lumină.Astfel dintr-un fascicul de lumină divergent cu

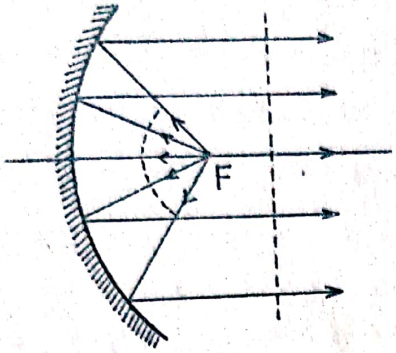


Fig.39.

frontul de undă sferic se obţine după reflexie un fascicul paralel avînd frontul de undă plan.Pentru oglinzile sferice,acest lucru nu se întîmplă decît dacă deschiderea este foarte mică.In acest caz,sfera se poate confunda cu un paraboloid,însă numai pe o mică porţiune în jurul vîrfului.Oglinzile parabolice se folosesc mult pentru construcţia farurilor,a proiectoarelor şi a telescoapelor.Aceste oglinzi sînt destul de greu de construit direct,din care cauză se construiesc întîi oglinzi sferice care prin retuşări succesive se transformă în parabolice.

§ 5.Refracţia luminii în lame cu feţe plan-paralele

Să presupunem că lumina trece printr-o serie de medii a căror suprafeţe de separare sînt plane paralele între ele primul şi ultimul mediu fiind identice din punct de vedere optic(fig.40).

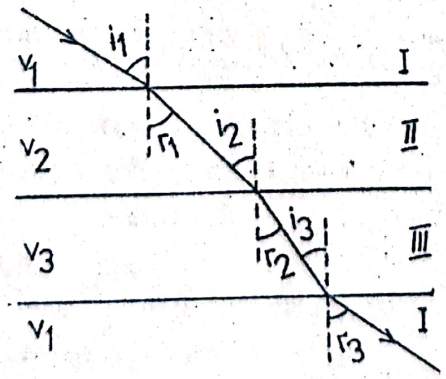


Fig.40.

Aplicînd legea refracţiei putem scrie :

$$\sin i_1/\sin r_1 = v_1/v_2$$

$$\sin i_2/\sin r_2 = v_2/v_3$$

$$\sin i_3/\sin r_3 = v_3/v_1$$

Inmulţind aceste relaţii membru cu membru obţinem:

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1}\cdot\frac{\sin i_2}{\sin r_2}\cdot\frac{\sin i_3}{\sin r_3} = \frac{v_1 v_2 v_3}{v_2 v_3 v_1} = 1$$

Pe de altă parte din figură rezultă că $r_1=i_2$ şi $r_2=i_3$ .Prin ur-

mare : $\sin i_1 = \sin r_3$ sau $i_1 = r_3$ .Rezultă astfel că raza de lumină trecînd printr-o serie de straturi plan-paralele nu-şi schimbă direcţia ci se deplasează numai lateral.Această deplasare poate fi uşor calculată.Intr-adevăr,să presupunem că lumina trece printr-o lamă cu feţe plan-paralele de grosime d(fig.41).Din figură rezultă că :

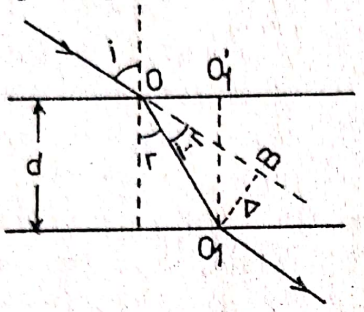


Fig.41.

$$\Delta = O_1B = OO_1 \sin(i-r)$$

Pe de altă parte :

$$OO_1 = \frac{O_1O_1'}{\cos r} = \frac{d}{\cos r}$$

Prin urmare:

$$\Delta = \frac{d\sin(i-r)}{\cos r} \qquad (48)$$

Această deplasare variază de la zero pentru incidenţă normală ($i=r=0$) pînă la d pentru incidenţă razantă($i=90^o$).

Din cauza refracţiei luminii,care are loc la suprafaţa de separaţie dintre două medii,imaginea virtuală a unui obiect aflat în mediul mai refringent se apropie de această suprafaţă de separaţie.Intr-adevăr,să luăm în considerare un obiect luminos în punctul A aflat în mediul mai refringent(fig.42).Imaginea virtuală a acestui obiect se va obţine în punctul A', la intersecţia prelungirilor razelor refractate cu normala AN.Se vede că imaginea A' este deplasată spre suprafaţa de separaţie cu distanţa

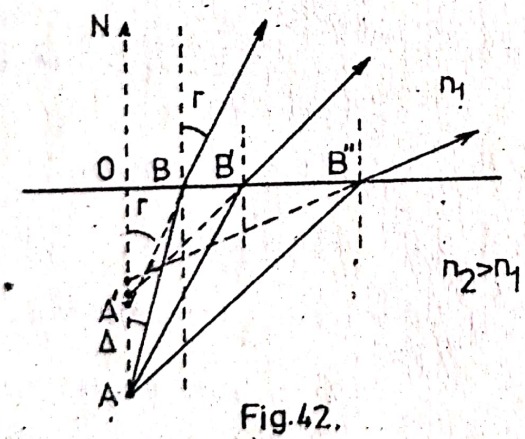


Fig.42.

$$\Delta = AA' = OA - OA' = OA\left(1 - \frac{OA'}{OA}\right)$$

Dacă unghiurile de incidenţă şi deci şi cele de refracţie sînt mici,atunci putem scrie cu aproximaţie

$$tgi \simeq \sin i = \frac{OB}{OA} \quad \text{şi} \quad tgr \simeq \sin r = \frac{OB}{OA'}$$

Inlocuind în expresia legii refracţiei $\sin i/\sin r = n_{1,2}$ obţinem

$$\frac{OB/OA}{OB/OA'} = \frac{OA}{OA'} = n_{1,2}$$

Prin urmare :

$$\Delta = \overline{OA} \left(1 - n_{1,2} \right) \qquad (49)$$

Această relaţie se întrebuinţează pentru determinarea indicilor de refracţie a plăcilor transparente(metoda Chaulnes).In acest scop se foloseşte un microscop cu şurub micrometric.Pe platoul microscopului se aşează o lamă de sticlă pe care se face un reper fin, de exemplu un punct cu cerneală.Punem microscopul la punct pentru a vedea imaginea reperului şi notăm diviziunile la micrometru.Peste prima lamă suprapunem apoi lama a cărui indice de refracţie vrem să-l determinăm şi punem iar la punct microscopul pentru a vedea reperul(deplasăm în sus tubul microscopului). Deplasarea microscopului este egală tocmai cu deplasarea imaginii AA'.Se pune apoi un reper şi pe faţa superioară a lamei şi deplasăm în sus tubul microscopului pînă cînd imaginea acestui reper devine clară.Găsim în acest mod şi grosimea OA a lamei. Cunoscînd aceste valori se calculează cu ajutorul relaţiei(49) indicele de refracţie al lamei studiate.

Dacă unghiurile de incidenţă sînt mari atunci prelungirile razelor refractate taie normala N în puncte diferite de A' situate din ce în ce mai sus pe măsură ce unghiul de incidenţă creşte(fig.42).Din această cauză imaginea obiectelor mai mari se deformează.Din aceeaşi cauză fundul unui bazin cu apă,de adîncime constantă,ne apare mai ridicat în regiunile mai îndepărtate de ochi decît în cele mai apropiate.

§ 6. Reflexia totală a luminii

Fenomenul de reflexie totală are loc atunci cînd lumina trece dintr-un mediu mai refringent în altul mai puţin refringent. In acest caz,după cum se ştie,raza refractată se depărtează de normală.Dacă mărim unghiul de incidenţă,unghiul de refracţie se va mări şi el.Pentru o anumită valoare a unghiului de incidenţă i_ℓ unghiul de refracţie devine egal cu 90°,adică raza refractată devine paralelă cu suprafaţa de separaţie(fig.43).Acest <u>unghi de incidenţă</u> i_ℓ îl numim <u>unghi limită</u>. Orice rază care întîlneşte suprafaţa de separaţie sub un unghi de incidenţă mai mare decît un-

ghiul limită,cum ar fi de exemplu raza 3 din figură,se va întoarce în acelaşi mediu ca şi cum s-ar fi reflectat de o oglindă. Acest fenomen poartă denumirea de <u>reflexie totală</u>.Se înţelege că la suprafaţa de separaţie dintre cele două medii lumina se reflectă <u>parţial</u> şi în cazul unghiurilor de incidenţă mai <u>mici</u> decît unghiul limită.Astfel,chiar în cazul unei incidenţe normale pe suprafaţa de separaţie,aproximativ 4% din lumina incidentă se întoarce în acelaşi mediu(vezi cap.III.1) .

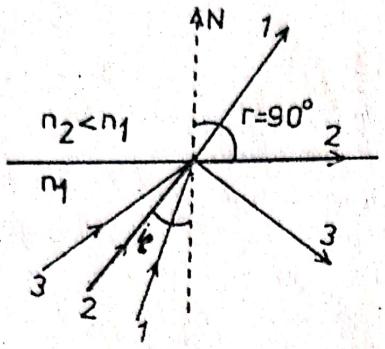


Fig.43

Unghiul limită se calculează ţinînd seama că unghiul de refracţie corespunzător este egal cu 90° :

$$\sin i_\ell / \sin 90^\circ = n_{1,2} \quad \text{sau} \quad \sin i_\ell = n_{1,2} = 1/n_{2,1}$$

Astfel,la apă(n=1,33)unghiul limită i_ℓ este egal cu 48,5° iar la sticla de Crown(n=1,5) $i_\ell = 42^\circ$.

Fenomenul de reflexie totală se poate obţine uşor cu ajutorul unei prisme de sticlă cu secţiunea în formă de triunghi dreptunghic isoscel.O astfel de prismă se numeşte <u>prismă cu reflexie totală</u> (fig.44).Dacă prisma se aşează în aşa mod încît razele cad normal pe una din catete(fig.44 a),atunci unghiul de incidenţă pe faţa CB corespunzătoare ipotenuzei fiind de 45°,deci mai mare decît unghiul limită,fasciculul de lumină se reflectă total schim-

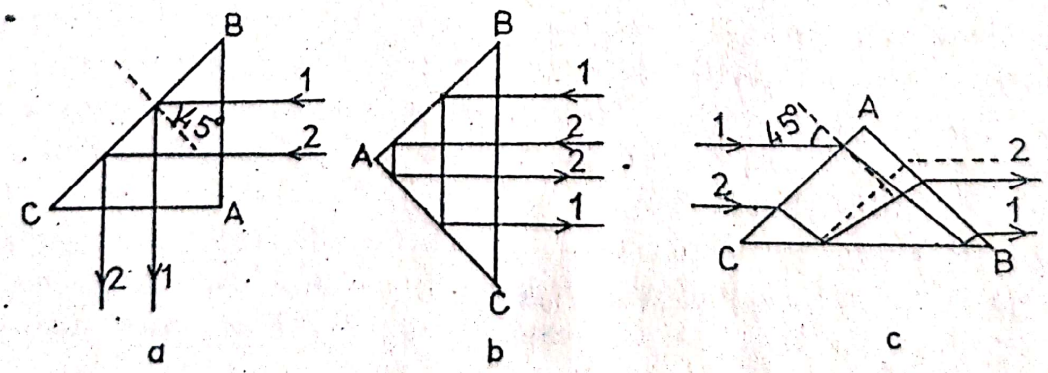


Fig.44.

bîndu-şi direcţia cu 90°.O astfel de prismă acţionează ca o oglindă plană înclinată la 45° faţă de direcţia fasciculului incident. Ea prezintă însă avantajul că absorţtia luminii este mult mai mică decît pe oglinda plană.Dacă fasciculul cade normal pe faţa BC(fig.44 b) atunci în urma reflexiilor totale de pe celelalte feţe el îşi schimbă direcţia cu 180°.In acelaşi timp se schimbă şi ordinea razelor.Putem aşeza deasemenea prisma cu reflexie totală astfel încît razele de lumină să cadă sub un unghi de incidenţă egal cu 45° pe una din feţele laterale(fig.44 c).In acest caz, în urma reflexiei totale de pe faţa CB,fasciculul luminos îşi păstrează direcţia dar ordinea razelor se schimbă.O astfel de prismă poate fi folosită pentru a redresa imaginile răsturnate obţinute cu ajutorul anumitor instrumente optice.Prismele cu reflexie totală au o largă întrebuinţare în construcţia instrumentelor optice(periscoape,binocluri, etc)înlocuind oglinzile plane deoarece au un coeficient de reflexie mai mare şi dau naştere la imagini mai clare.

Pe fenomenul reflexiei totale se bazează construcţia refractometrului Abbè,dispozitiv cu care se măsoară,de obicei,indicii de refracţie ai corpurilor lichide.Partea principală a acestui refractometru o constitue un sistem format din două prisme cu reflexie totală confecţionate din sticlă cu indice de refracţie mare(n=1,72).O picătură din lichidul de studiat se introduce între cele două prisme unde se formează o peliculă subţire de lichid. Reflexia totală se produce la suprafaţa de separaţie dintre această peliculă de lichid şi suprafaţa BC a prismei atunci cînd pe această suprafaţă se trimite un fascicul de raze de lumină convergent(sub incidenţe diferite(fig. 45).Acele dintre raze care cad pe suprafaţa de separaţie BC sub un unghi mai mare decît unghiul limită se vor reflecta total şi vor ieşi din prismă prin faţa AC.In cîmpul unei lunete L,aşezată

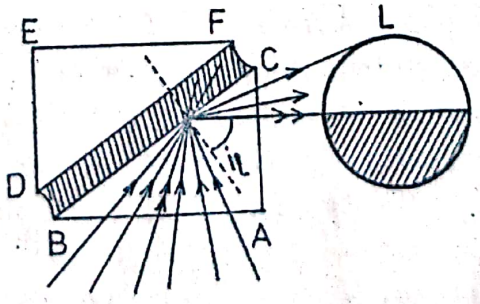


Fig. 45.

pe direcţia acestor raze,se vor observa două regiuni : cea de sus iluminată puternic,datorită razelor reflectate total,şi cea de jos întunecată ca urmare a faptului că în această regiune nu ajung astfel de raze.Limita de separaţie între cele două cîmpuri corespunde prin urmare razelor reflectate sub un unghi egal cu unghiul limită i_ℓ.Valoarea acestui unghi depinde însă,după cum am arătat mai sus, de indicele de refracţie relativ al celor două medii aflate în contact.Rotind sistemul de prisme în jurul unei axe perpendiculare pe axa lunetei se aduce linia de separaţie dintre cele două cîmpuri.de-a lungul unui reper aflat în ocularul lunetei.De sistemul de prisme care rotesc este prinsă solidar o lamă metalică a cărei extremitate,prevăzută cu un vernier,se mişcă în faţa diviziunilor unui sector gradat,solidar cu luneta.Acest sector este etalonat şi permite citirea directă a indicelui de refracţie a lichidului aflat între cele două prisme.Etalonarea fiind făcută pentru linia galbenă a natriului(linia D) aparatul ne dă direct indicele de refracţie n_D pentru această radiaţie monocromatică.Eroarea asupra determinărilor nu depăşeşte,în general, 0,1 %.Refractometrele mai noi sînt prevăzute cu o a doua lunetă în cîmpul căreia apare o scală luminoasă care permite citirea directă a indicelui de refracţie cu mare precizie.Cînd vrem dă determinăm indicele de refracţie a unui corp solid,prisma DEF este înlocuită printr-un bloc din acel solid,avînd o porţiune şlefuită în contact cu faţa ipotenuză BC a prismei ABC.

Studii teoretice interesante asupra fenomenului de reflexie totală au fost făcute de către Eichenwald,pe baza teoriei ondulatorii.Acesta a arătat că în timpul reflexiei totale unda luminoasă pătrunde şi în cel de al doilea mediu însă sa se amortizează repede,după o lege exponenţială.Calculele efectuate pe baza teoriei electromagnetice arată că în mediul al doilea unda pătrunde doar într-un strat subţire,pe o distanţă mai mică decît lungimea de undă a radiaţiilor folosite,pentru ca apoi să iasă din nou în primul mediu(fig.46).Această concluzie a fost verificată experimental de către Mandelstam.Fenomenul se observă bine la suprafaţa de separaţie dintre sticlă şi un lichid în care este dizolvată o anumită cantitate de substanţă fluorescentă.Astfel, unda care se reflectă pe faţa ipotenuză a unei prisme cu reflexie totală, aflată în contact cu suprafaţa lichidului,pătrunzînd par-

ţial în cel de al doilea mediu,provoacă fluorescenţa lichidului într-un strat foarte subţire din imediata vecinătate a suprafeţei de reflexie(fig.47).

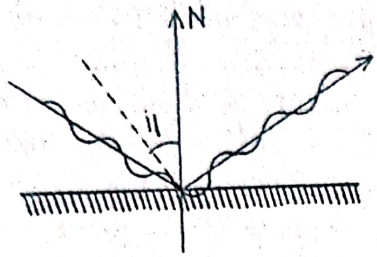


Fig.46.

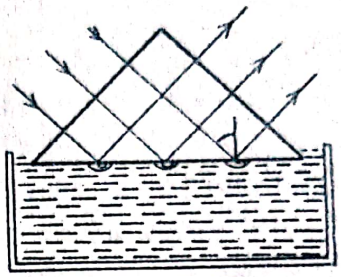


Fig.47

6.1 Reflexia totală frustrată

Fenomenul de pătrundere a undei în cel de al doilea mediu poate fi folosit pentru a extrage(frustra)o parte din energia fasciculului incident şi a o folosi într-un scop oarecare.Astfel,dacă două prisme cu reflexie totală se apropie una de alta în aşa fel încît stratul de aer d dintre feţele lor ipotenuză să fie mai subţire decît lungimea de undă a radiaţiilor folosite(fig.48)atunci o parte din energia undei luminoase incidente pătrunde în cea de a doua prismă şi de aici în exterior.Deoarece fasciculul incident este frustrat în acest mod de o parte din energia sa,acest fenomen se numeşte <u>reflexie totală frustrată</u>. Variind grosimea d putem varia energia luminoasă care trece prin cele două prisme,adică putem modula intensitatea luminii.Dacă variaţia grosimii d se face sub acţiunea undelor sonore lumina va fi modulată cu frecvenţa acestor unde.Recepţionînd lumina modulată cu ajutorul unui fotoelement obţinem un curent electric alternativ care poate fi amplificat şi utilizat pentru repro-

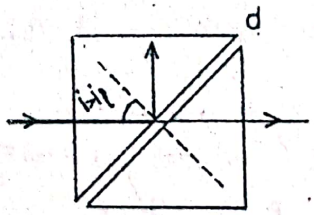


Fig.48.

ducerea sunetului.Pe acest principiu funcţionează telefonul luminos.

§ 7. Refracţia atmosferică

Fenomenele de refracţie şi de reflexie totală se observă şi în atmosferă.Indicele de refracţie al aerului depinde de densitatea acestuia şi anume el scade pe măsură ce aerul se rarefiază.El scade deasemenea dacă temperatura aerului creşte.Raza de lumină care vine de la soare străbătînd atmosfera întîlneşte în calea sa straturi de aer de densităţi diferite.La fiecare trecere dintr-un strat în altul lumina se reflectă din care cauză direcţia razei se curbează uşor(fig.49).Ochiul omenesc are proprietatea de a vedea obiectele luminoase în direcţia prelungirii ultimei porţiuni a traiectoriei razelor care pătrund în ochi. De acesa,de exemplu, o stea S este văzută de un observator O în S'.Unghiul α format între aceste două direcţii poartă denumirea de refracţie atmosferică.Refracţia atmosferică este cu atît mai mare cu cît corpul ceresc se află mai aproape de orizont deaoarece în acest caz stratul de aer străbătut de lumină are grosime mai mare.Refracţia care se observă la o stea aflată la orizont poartă denumirea de refracţie orizontală. Ea ajunge pînă la valoarea de 36' în timp ce diametrul unghiular al Soarelui este doar de 32'.Datorită refracţiei atmosferice putem observa stelele şi în cazul cînd acestea în realitate au coborît sub orizontul nostru.Astfel,în momentul cînd ni se pare că marginea de jos a discului solar atinge orizontul în realitate se află sub orizont şi marginea lui de sus. Datorită aceluiaşi fenomen în unele cazuri obiectele aflate pe ţărmul mărilor sau a lacurilor mari se află parcă situate la înălţimi mai mari decît în realitate.In unele zile călduroase se formează curenţi ascendenţi de aer cu indice de refracţie variabil în care lumina care vine de la soare suferă o serie de re-

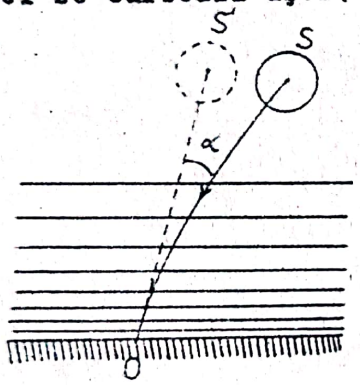


Fig.49.

fracţii.Din această cauză astfel de curenţi modifică forma şi poziţia diferitelor obiecte.Astfel de obiecte observate printr-un curent ascendent de aer par că tremură.Tot din această cauză stelele sclipesc.In unele situaţii(în special deasupra mărilor dimineaţa) temperatura aerului creşte cu înălţimea.Intîlnind straturi de aer cu indice de refracţie mai mic,lumina provenind de la obiecte aflate pe suprafaţa pămîntului se poate reflecta total ca într-o oglindă.Din această cauză observatorul poate vedea în straturile respective imaginea în oglindă a acestor obiecte(fig. 5o).Fenomenul poartă denumirea de <u>miraj</u> sau de <u>fata morgana</u> (după denumirea"Fînuergan" a unei nimfe arabe).Dacă stratul reflectant se află la înălţimi mari atunci imaginea obiectelor se proiectează pe cer.Deoarece imaginile obiectelor apar mai sus decît obiectele se spune că avem un <u>miraj superior</u>.

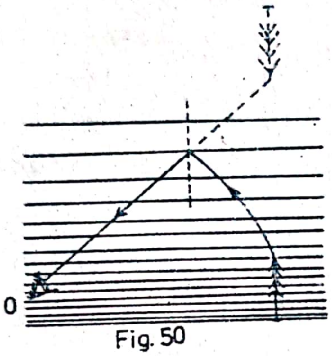


Fig. 50

In alte situaţii,în special în deşerturi,unde suprafaţa solului este foarte caldă,straturile de aer din imediata vecinătate sînt mult mai calde decît cele superioare şi indicele de refracţie creşte cu creşterea înălţimii.In aceste condiţii obiectele de pe pămînt apar însoţite de imaginile lor răsturnate în prelungirea ultimei porţiuni a traiectoriei curbe parcursă de lumina prin straturile de aer din vecinătatea solului.Deoarece imaginile obiectelor se află sub orizontul nostru acest fenomen poartă denumirea de <u>miraj inferior</u>.

§ 8.<u>Refracţia prin prismă</u>

Prin prismă se înţelege,în optică,un mediu transparent, omogen,limitat de două feţe plane înclinate una faţă de alta.In practică se utilizează de cele mai multe ori prismele cu secţiunea triunghiulară(fig.51).Unghiul A format de feţele prin care intră şi iese lumina se numeşte <u>unghiul prismei</u>.Suprafaţa care li-

mitează prisma din partea opusă acestui unghi se numeşte <u>baza prismei</u>. Să considerăm o rază incidentă SI_1 monocromatică, adică compusă dintr-o singură culoare. In punctul I_1 raza va suferi o refracţie, după legile cunoscute, şi va lua în interiorul prismei direcţia I_1I_2. In punctul I_2 raza va ieşi dintr-un mediu mai refringent (sticla) într-unul mai puţin refringent (aerul) şi se va îndepărta de normală după direcţia I_2R.

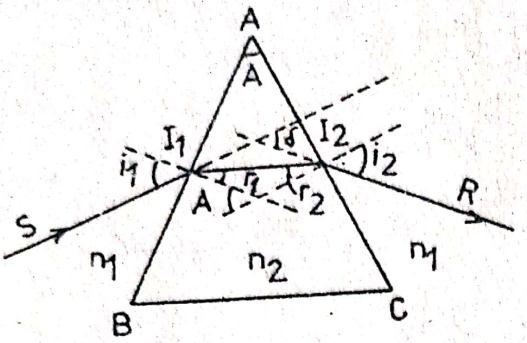


Fig.51.

Trecînd prin prismă raza de lumină emergentă I_2R este deviată faţă de raza incidentă SI_1 cu un unghi δ numit <u>unghi de deviaţie</u>. Din figură rezultă evident relaţiile :

$$A = r_1+r_2 \qquad \text{şi} \qquad \delta=(i_1-r_1)+(i_2-r_2)=i_1+i_2-A \tag{50}$$

Notînd cu n_1 indicele de refracţie absolut al mediului înconjurător iar cu n_2 indicele de refracţie absolut al materialului din care este făcută prisma, putem scrie legea refracţiei în punctele I_1 şi I_2 în felul următor :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin r_1 \qquad \text{şi} \qquad n_2 \sin r_2 = n_1 \sin i_2$$

Dacă unghiul prismei A precum şi unghiurile de incidenţă şi de refracţie sînt mici atunci :

$$i_1 \simeq \frac{n_2}{n_1} r_1 = n_{2,1} r_1 \quad \text{şi} \quad i_2 \simeq \frac{n_2}{n_1} r_2 = n_{2,1} r_2$$

unde $n_{2,1}=\frac{n_2}{n_1}=n$ este indicele de refracţie relativ, al prismei faţă de mediu. Ţinînd seama de aceste relaţii putem scrie:

$$\delta=(nr_1-r_1)+(nr_2-r_2)=(n-1)r_1+(n-1)r_2=(n-1)A \tag{51}$$

Prin urmare în cazul unei prisme subţiri (cu unghi mic) unghiul de deviaţie este proporţional cu unghiul de refringenţă şi cu indicele de refracţie al prismei micşorat cu unitatea.

Se demonstrează că dacă în interiorul prismei drumul

razei de lumină este paralel cu baza prismei($r_1=r_2$) atunci unghiul de deviaţie trece printr-o valoare minimă δ_m.Vom numi acest unghi , <u>unghi de deviaţie minimă</u>.

Intr-adevăr, δ este funcţie de unghiul de incidenţă i_1 atît direct cît şi prin intermediul lui i_2 care este deasemenea funcţie de i_1.Pentru ca δ să aibă o valoare extremă este necesar ca $d\delta / di_1 = 0$ .Dar $\delta = i_1+i_2-A$ astfel că

$$\frac{d\delta}{di_1} = 1 + \frac{di_2}{di_1}$$

Scriind acum legea refracţiei în punctele I_1 şi I_2 sub forma

$$\sin i_1 = n \sin r_1 \quad \text{şi}$$

$$\sin i_2 = n \sin r_2$$

obţinem prin diferenţiere :

$$\cos i_1 di_1 = n \cos r_1 \, dr_1 \quad \text{şi}$$

$$\cos i_2 di_2 = n \cos r_2 \, dr_2$$

Făcînd raportul acestor două relaţii şi observînd că din diferenţierea relaţiei $r_1+r_2=A$ rezultă $dr_1 = - dr_2$

obţinem :

$$\frac{\cos i_2}{\cos i_1} \cdot \frac{di_2}{di_1} = - \frac{\cos r_2}{\cos r_1}$$

Inlocuind acum di_2/di_1 din această expresie în $d\delta / di_1$ obţinem

$$\frac{d\delta}{di_1} = 1 - \frac{\cos r_2}{\cos r_1} \cdot \frac{\cos i_1}{\cos i_2} = 0$$

sau

$$\cos r_2 \cos i_1 = \cos r_1 \cos i_2 \text{ de unde rezultă}$$

$$i_2 = i_1 \quad \text{şi} \quad r_2 = r_1$$

Deviata a doua $d^2\delta / di_1^2$ fiind pozitivă,după cum se poate uşor arăta,rezultă că δ trece printr-o valoare minimă δ_m .

In acest caz putem scrie

$$i_1 = i_2 = i \quad \text{iar} \quad r_1 = r_2 = r$$

Pe de altă parte la minimul de deviaţie avem :

$$A = 2r \ , \quad \text{deci} \quad r = A/2 \quad \text{iar}$$

$$\delta_m = 2(i-r) = 2i-2r = 2i-A \quad deci \quad i = \frac{A+\delta_m}{2}$$

Rezultă că :

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin \frac{A+\delta_m}{2}}{\sin \frac{A}{2}} \qquad (52)$$

Cu ajutorul acestei formule putem determina indicele de refracţie a diferitelor corpuri.Unghiul de refringenţă A şi unghiul de deviaţie minimă δ_m se pot determina cu mare precizie cu ajutorul goniometrului Babinet.

Pentru ca o rază de lumină să poată străbate o prismă cu indicele de refracţie mai mare decît a mediului înconjurător ($n_2 > n_1$) este necesar ca unghiul prismei $A = r_1 + r_2$ să fie mai mic decît dublul unghiului limită de refracţie i_ℓ.Intr-adevăr , deoarece unghiul de incidenţă $i_1 \leq 90^o$ rezultă că $r_1 \leq i_\ell$ .Pe de altă parte,pentru ca în punctul de emergenţă I_2 să nu apară fenomenul de reflexie totală este necesar ca $r_2 \leq i_\ell$.Rezultă deci că $A \leq 2i_\ell$ (condiţia de emergenţă). Pentru o prismă de sticlă cu n=1,52 unghiul limită $i_\ell = 41^o$ astfel că unghiul maxim al prismei poate fi de 82° .

Imaginea în prismă se obţine la intersecţia prelungirilor razelor emergente.Ea este deci virtuală.Datorită celor două refracţii la trecerea luminii prin prismă,imaginea unei surse punctiforme nu mai este,în general,riguros punctiformă. Totuşi în anumite condiţii deformarea imaginii este redusă la minimum.Să considerăm de la sursa S(fig.52)un fascicul îngust de lumină care cade pe prismă în vecinătatea muchiei,astfel încît să putem neglija drumul străbătut în prismă.Se poate arăta că dacă prisma se aşează la minimum de deviaţie, cînd $i_1 = i_2$ şi $r_1 = r_2$, imaginea virtuală S' se obţine la aceeaşi distanţă de muchia prismei la care este situată sursa S indiferent de indicele de

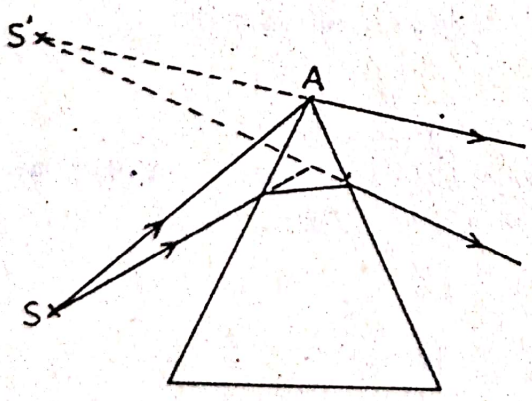


Fig.52.

refracţie.Asemănarea dintre obiect şi imaginea sa în prismă se păstrează deci pentru radiaţii de orice culoare.Această asemănare se păstrează indiferent de unghiul de incidenţă şi de grosimea parcursă în prismă,dacă fasciculul incident este un fascicul de raze paralele.Aceste proprietăţi sînt utilizate la construcţia aparatelor spectrale.In toate aceste aparate prismele se montează la minimum de deviaţie şi se iluminează cu fascicule de raze paralele.In general,prismele se aşează la minimum de deviaţie pentru radiaţiile situate la mijlocul domeniului spectral în care ele pot fi folosite.

8.1 Tipuri de prisme

La construcţia instrumentelor optice(a spectrografelor şi monocromatoarelor)se folosesc deseori prisme speciale fabricate din diferite calităţi de sticlă sau din cuarţ(Cap,IV.1).

1.Prisma cromatică . Această prismă deviază un fascicul de lumină aproape fără a-l dispersa(fără ca să-l descompună).Ea este alcătuită dintr-o prismă de crown cu unghiul de 60° şi una de flint cu unghiul de 35° reunite după cum se arată în fig.53. Raza de lumină trecînd prin prisma de crown se descompune într-un fascicul divergent de radiaţii pe care prisma de flint le transformă într-un fascicul paralel deviat sub un unghi δ faţă de direcţia razei incidente.Dacă pe prismă cade un fascicul de lumină albă atunci radiaţiile de diferite culori care îl alcătuiesc,după ce trec prin acest sistem,devenind paralele se suprapun şi dau din nou lumină albă.

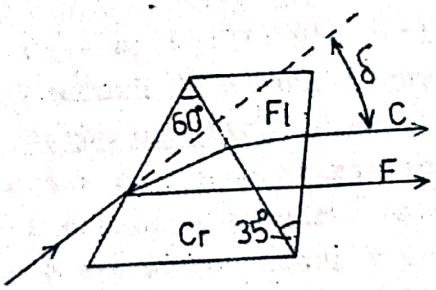


Fig.53

2.Prisma cu viziune directă(Prisma Amici) .Reprezintă deasemenea o combinaţie de mai multe prisme de crown şi flint avînd

unghiurile de refringenţă astfel alese încît la ieşirea din sistem partea mijlocie (galbenă) a spectrului să fie paralelă cu raza incidentă, care intră în sistemul de prisme(fig.54).Acest sistem produce totuşi descompunerea radiaţiei în spectru. Astfel de prisme se folosesc în spectroscoapele cu viziune directă în care colimatorul şi luneta se află pe aceeaşi direcţie.

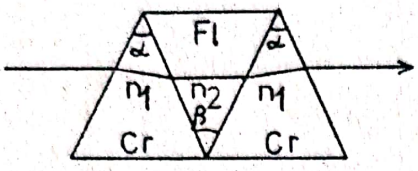


Fig.54.

3. <u>Prisme cu deviaţie constantă</u> . Cu ajutorul acestor prisme toate radiaţiile monocromatice ale spectrului se dirijează pe aceeaşi direcţie faţă de direcţia razei incidente.

a)<u>Prisma cu deviaţie nulă</u>. Este alcătuită dintr-o prismă P şi o oglindă plană O(fig.55).Prisma se aşează la minim de deviaţie prin rotirea ei în timp ce luneta şi colimatorul aparatului spectral rămîn fixe.In acest caz raza care se reflectă de oglindă devine paralelă cu raza incidentă.Rotind prisma o aducem la minim de deviaţie în mod succesiv pentru diferite radiaţii care ajung pe fanta de ieşire a aparatului spectral.

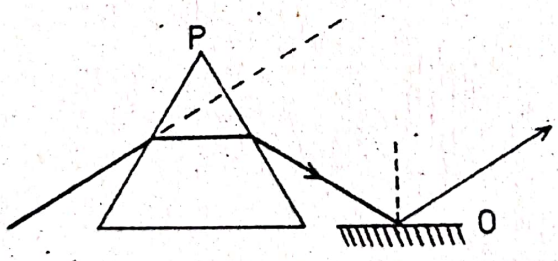


Fig.55.

b).<u>Prisma cu deviaţie de 90°</u>. Este formată din trei prisme cu unghiurile astfel calculate încît raza monocromatică după ce suferă o reflexie totală în prisma cu unghi de 90° şi cîte o re-

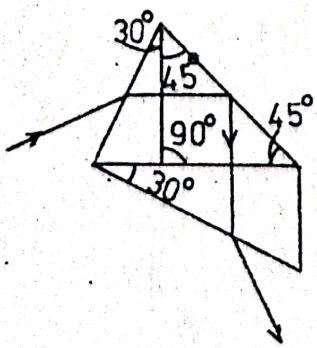


Fig.56.

fracţie în prismele cu unghi de 30° este dirijată pe o direcţie care formează cu raza incidentă un unghi egal cu 90°(fig.56).

C A P I T O L U L IV

DISPERSIA SI ABSORBTIA LUMINII

§1. Dispersia luminii

După cum se ştie viteza luminii este diferită în medii diferite.Intr-un acelaşi mediu viteza luminii depinde de frecvenţa ei şi prin urmare de lungimea ei de undă.Acest fenomen poartă denumirea de dispersia luminii.Cum indicele de refracţie absolut al mediului depinde de viteză (n=c/v)rezultă că şi aceasta depinde de lungimea de undă : n=f(λ).Această funcţie poate fi studiată măsurînd indicii de refracţie pentru radiaţii cu diferite lungimi de undă.Experienţa arată că,pentru un mediu dat, fiecărei radiaţii(caracterizate printr-o anumită lungime de undă) îi corespunde o anumită viteză de propagare v deci un anumit indice de refracţie n .In tabelul de mai jos se dau,ca exemple, cîteva valori ale indicilor de refracţie la cîteva radiaţii pentru sticla de o anumită compoziţie.Se vede că indicele de refracţie creşte odată cu micşorarea lungimii de undă dar diferenţele sînt în general mici.Datorită acestei dependenţe,care se constată pentru toate mediile transparente,lumina compusă(de exemplu lumina albă emisă de corpurile solide incandescente)tre-

λ (în nm)	Culoarea radiaţiei	Elementul care o emite	n	Notaţiile uzuale	
				pentru λ	pentru n
656,3	roşie	Hidrogen	1,5139	λ_C	n_C
589,3	galbenă	Natriu	1,5163	λ_D	n_D
486,1	albastră	Hidrogen	1,5220	λ_F	n_F

cînd dintr-un mediu în altul (cu indicele de refracţie diferit) va fi descompusă în radiaţiile sale componente,deoarece fiecare din acestea va fi deviată sub un unghi diferit.Cel mai mult vor

fi deviate radiaţiile violete cărora le corespunde un indice de refracţie mai mare şi cel mai puţin radiaţiile roşii pentru care indicele de refracţie este mai mic.Datorită acestei variaţii a indicelui de refracţie, cu lungimea de undă,lumina albă trecînd printr-o prismă şi refractîndu-se de două ori se descompune în radiaţiile simple care o alcătuiesc.Ansamblul radiaţiilor care se obţin pe un ecran aşezat în spatele prismei poartă denumirea de spectrul luminii albe(fig.57).Spectrul luminii albe(spectrul vizibil)este alcătuit dintr-o infinitate de radiaţii(culori).Ochiul omenesc deosebeşte pînă la 15o de culori spectrale,principalele fiind următoarele şapte:roşu,orange,galben,verde,albastru, indigo şi violet.Dacă am trimite aceste radiaţii pe o a doua prismă am constata că aceasta nu are alt efect decît să le devieze şi mai mult,nuanţele rămînînd aceleaşi.Pentru caracterizarea fiecărei culori(radiaţii monocromatice)ne putem servi de lungimea de undă λ , de frecvenţa ν sau de mărimea inversă lungimii de undă denumită număr de undă $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}\,(m^{-1})$ .Stim că lumina este o undă electromagnetică.Diagrama de mai jos ne dă o imagine asupra întregii game a undelor electromagnetice în care spectrul vizibil ocupă o regiune puţin întinsă (fig.58).

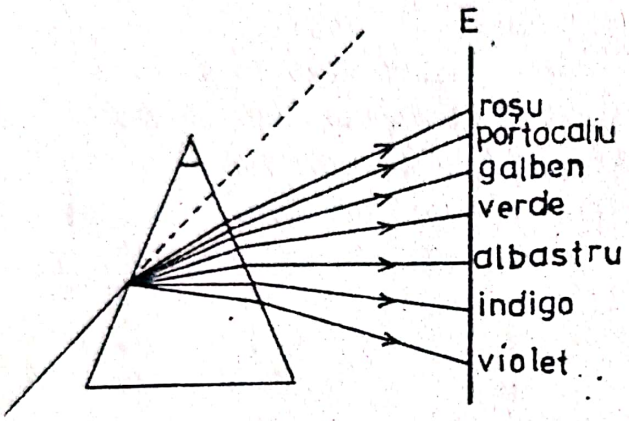


Fig.57

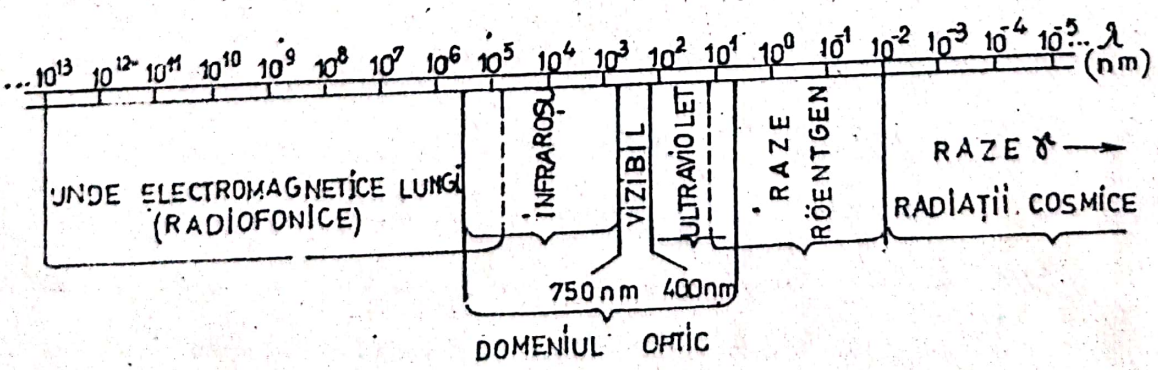


Fig. 58

Avînd în vedere că această gamă este extrem de întinsă (teoretic nelimitată)lungimile de undă exprimate în nanometri au fost aşezate în scară logaritmică(1 nm = 10^{-9} m).

Se vede că spectrul vizibil, format din unde luminoase care impresionează ochiul omului,este cuprins aproximativ între 750 nm(roşu) şi 400 nm(violet).Spre domeniul lungimilor de undă mai mari se întind radiaţiile infraroşii iar spre lungimi de undă mai mici radiaţiile ultraviolete.Împreună cu cele vizibile acestea alcătuiesc ceea ce numim radiaţiile optice(domeniul optic).Razele infraroşii sînt emise de aceleaşi surse ca şi radiaţiile vizibile şi anume de corpurile incandescente,de gazele aduse la luminiscenţă prin descărcări electrice etc.Ele se pun în evidenţă cu ajutorul termocuplelor sensibile întrucît au proprietăţi calorice,precum şi cu ajutorul receptorilor fotoelectrici sensibili în infraroşu.Radiaţiile ultraviolete se pun în evidenţă cu ajutorul plăcilor fotografice deoarece ele au proprietăţi chimice,a receptorilor fotoelectrici sau cu ajutorul substanţelor fluorescente.

Dovada experimentală a naturii electromagnetice a luminii a fost dată în anul 1888 de către Hertz care a arătat că undele electromagnetice se propagă cu viteza luminii şi se reflectă şi se refractă la fel ca aceasta.Mai tîrziu au fost obţinute unde electromagnetice de lungimi de undă foarte mici care se puneau în evidenţă prin metodele folosite la radiaţiile infraroşii.S-a arătat astfel că aceste din urmă radiaţii sînt deasemenea de natură electromagnetică.A fost dovedită de asemenea natura electromagnetică a razelor X şi a razelor γ .In prezent se ştie că toate radiaţiile care constitue gama undelor electromagnetice prezintă toate fenomenele observate la lumină.Ele sînt deci toate de acelaşi natură electromagnetică.Deosebirea dintre ele constă doar în lungimea de undă,în modul de producere şi în cel de punere în evidenţă a acestora.

Analiza şi sinteza luminii a fost făcută încă de Newton. El a arătat că lumina albă se poate obţine prin compunerea radiaţiilor de diferite culori.Spectrul luminii albe poate fi recompus de exemplu cu ajutorul unei lentile în focarul căreia se obţine din nou lumină albă.Acelaşi lucru se poate obţine cu ajutorul a două prisme identice avînd muchiile paralele dar întoarse

în sens opus.Ele deviază razele în sensuri contrare astfel încît prima prismă descopune lumina în spectru iar a doua recompune spectrul dînddin nou lumina albă.

Două culori(radiaţii)ale spectrului care prin compunere dau culoarea albă se numesc <u>culori complementare</u>.Culorile spectrului luminii albe sînt două cîte două complementare.De aceea dacă un corp oarecare absoarbe o anumită culoare,el va apare colorat în culoarea complementară acesteia.Dacă însă corpul absoarbe toate culorile spectrului el apare negru.Dimpotrivă,dacă le reflectă pe toate,corpul va fi alb.

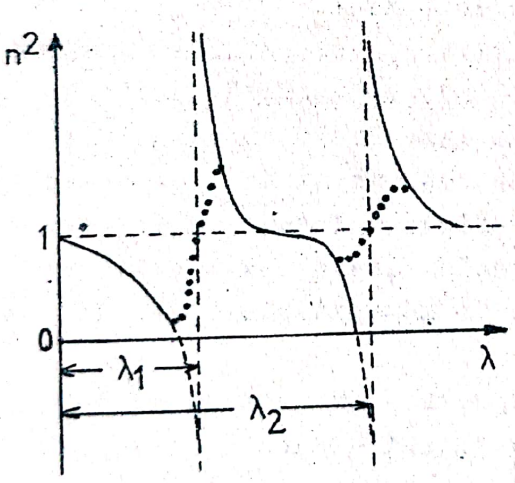
Fenomenul dispersiei luminii îl prezintă toate mediile în afară de vid.In vid radiaţiile de orice lungime de undă se propagă cu aceeaşi viteză.In sprijinul acestei afirmaţii stau o serie de observaţii astronomice asupra eclipselor stelelor variabile(duble).Dacă, de exemplu,radiaţiile roşii s-ar propaga în vid cu o viteză mai mare decît cele violete atunci în timpul revenirii din eclipsă steaua ar trebui să fie colorată de la început în roşu,apoi în violet.Acest fenomen nu se întîmplă însă ceea ce dovedeşte că în spaţiile interplanetare(vid)viteza de propagare a tuturor radiaţiilor este aceeaşi.Odată cu pătrunderea în mediile obişnuite lumina suferă o schimbare a vitezei în funcţie de frecvenţă şi apare deci fenomenul de dispersie.Explicarea dispersiei a fost dată de <u>teoria electronică</u> ţinînd seama de interacţiunea care are loc între unda luminoasă incidentă cu atomii şi moleculele mediului prin care se propagă aceasta.Unda luminoasă,de natură electromagnetică,propagîndu-se prin mediu produce oscilaţii forţate ale particulelor electrizate(electroni şi nucleе pozitive)prezente în atomii şi moleculele mediului, dînd naştere la apariţia unor <u>dipoli electrici</u>.Ca rezultat, în jurul acestor dipoli electrici care oscilează,iau naştere <u>unde secundare</u> care,suprapunîndu-se peste <u>unda primară</u> dau naştere la o <u>undă rezultantă</u> care se propagă în mediu cu o viteză diferită de viteza cu care se propagă lumina în vid.Să presupunem că mediul prin care se propagă lumina posedă numai două categorii de particule care intră în oscilaţie sub acţiunea luminii.Să notăm cu λ lungimea de undă a undei luminoase incidente iar cu λ_1 şi λ_2 lungimile de undă ale oscilaţiilor proprii ale oscilatorilor elementari(electroni şi ioni)care dau naştere undelor secundare.

In teoria dispersiei se stabileşte următoarea legătură între indicele de refracţie al mediului şi lungimile de undă λ, λ_1 şi λ_2 :

$$n^2 = 1 + \frac{K_1}{1-\frac{\lambda_1^2}{\lambda^2}} + \frac{K_2}{1-\frac{\lambda_2^2}{\lambda^2}} + \cdots \qquad (53)$$

In această relaţie K_1 şi K_2 sînt două constante pozitive pentru un mediu dat (K_1 şi K_2 depind de numărul de particule de fiecare tip,de sarcinile electrice şi de masele acestor particule şi de lungimile de undă ale undelor secundare λ_1 şi λ_2). In cazul cînd mediul conţine şi alte particule capabile să intre în oscilaţie(ioni diferiţi)atunci la membrul din dreapta al relaţiei de mai sus se adaugă termeni corespunzători în λ_3, λ_4 etc.

Reprezentînd grafic n^2 în funcţie de λ se obţine curba din fig.59.Ea ne arată că în anumite intervale de lungimi de undă odată cu creşterea lungimii de undă a luminii care se propagă într-un mediu dat,indicele de refracţie se micşorează.O astfel de dispersie poartă denumirea de <u>dispersie normală</u>. După cum se vede în punctele pentru care $\lambda = \lambda_1$ şi $\lambda = \lambda_2$ curba devine discontinuă.Pentru aceste valori ale lungimii de undă oscilaţiile particulelor mediului ajung la rezonanţă.In acest caz amplitudinea oscilaţiilor devine foarte mare din care cauză interacţiunile cu moleculele vecine devin mari iar energia undei luminoase se transformă în căldură.Din această cauză oscilaţiile care au lungimile de undă egale cu λ_1 şi λ_2 sînt absorbite de substanţa respectivă.In domeniul lungimilor de undă pentru care substanţa respectivă ab-



Fig,59

soarbe puternic lumina(în benzile ei de absorbţie)formula dispersiei dată mai sus nu mai este valabilă deoarece la stabilirea ei nu s-a ţinut seama de interacţiunile dintre particulele mediului care intră în oscilaţie şi moleculele vecine.Dacă se ţine seama de aceste interacţiuni atunci dependenţa lui n^2 de λ în domeniul benzilor de absorbţie va corespunde curbelor arătate pe figură punctat.Se vede că în aceste domenii indicele de refracţie creşte odată cu creşterea lungimii de undă.Dispersia de acest tip poartă denumirea de <u>dispersie anomală</u> .Un studiu mai aprofundat arată că orice substanţă are benzile sale de absorbţie şi că variaţia indicelui ei de refracţie este determinată de distribuţia acestor benzi în spectru.Odată cu micşorarea lungimii de undă indicele de refracţie creşte monoton între benzile de absorbţie şi scade foarte repede în interiorul acestor benzi.Din punct de vedere fizic ambele situaţii sînt însă perfect normale aşa că folosirea noţiunilor de dispersie normală şi anomală este pur convenţională.

Dispersia normală a radiaţiilor vizibile se observă la toate mediile transparente incolore: apă,sticlă,cuarţ etc.Dispersia anomală apare mai clar la gaze şi în special la vaporii unor metale(sodiu,iod etc)dar se observă şi la lichide(soluţii de fuxină, de cianină etc).In sticle colorate nu se observă de obicei variaţia anomală a dispersiei ,deoarece benzile de absorbţie cele mai puternice sînt în domeniile ultraviolet şi infraroşu.

Pentru undele electromagnetice de lungimi de undă foarte mari, cum sînt cele folosite în radiotehnică , $\lambda_1^2/\lambda^2 \approx 0$ şi $\lambda_2^2/\lambda^2 \approx 0$ .In acest caz $n^2 = 1+K_1+K_2$ adică indicele de refracţie este mai mare ca unitatea şi practic nu depinde de lungimea de undă.Astfel de unde trecînd dintr-un mediu în altul se refractă dar nu se descompun în spectru.

In cazul radiaţiilor de lungimi de undă foarte mici (razele γ de exemplu) pentru care putem considera aproximativ $\lambda_1^2/\lambda^2 \approx \infty$ şi $\lambda_2^2/\lambda^2 \approx \infty$ indicele de refracţie devine egal cu unitatea (deoarece $n^2 = 1$).Aceste radiaţii nici nu se refractă şi nici nu se descompun propagîndu-se în orice mediu cu viteza luminii în vid.

Dispersia diferitelor substanţe se caracterizează prin

următoarele mărimi :

1.<u>Dispersia mediului</u> prin care se înţelege mărimea care arată cît de repede variază indicele de refracţie cu lungimea de undă.Să presupunem că radiaţiilor de lungimi de undă λ_1 şi λ_2 le corespund indicii de refracţie n_1 şi n_2 .In acest caz dispersia substanţei respective în intervalul de lungimi de undă de la λ_1 la λ_2 va fi dată de raportul :

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (54)$$

Ca să obţinem dispersia corespunzătoare unei anumite lungimi de undă va trebui să trecem la limită pentru $\Delta\lambda \to 0$ în care caz raportul de mai sus devine $dn/d\lambda$ .Reprezentînd grafic $n=f(\lambda)$se obţine curba din figura 60.Pentru sticlă,de exemplu, raportul $\Delta n/\Delta\lambda$ are o valoare mai mare în regiunea violetă a spectrului decît în cea roşie.Din această cauză în spectrul obţinut cu ajutorul unei prisme un acelaşi interval de lungimi de undă $\Delta\lambda$ va avea o întindere mai mare în regiunea violetă decît în cea roşie(fig.61). Lărgimea totală a spectrului depinde de unghiul prismei şi de diferenţa dintre indicii de refracţie ai radiaţiilor corespunzătoare extremităţilor spectrului (în vizibil:roşu şi violet).Intr-adevăr,pe baza relaţiei $\delta = (n-1)A$(formula 51) se poate scrie pentru aceste radiaţii : $\delta_r = (n_r - 1)A$ şi

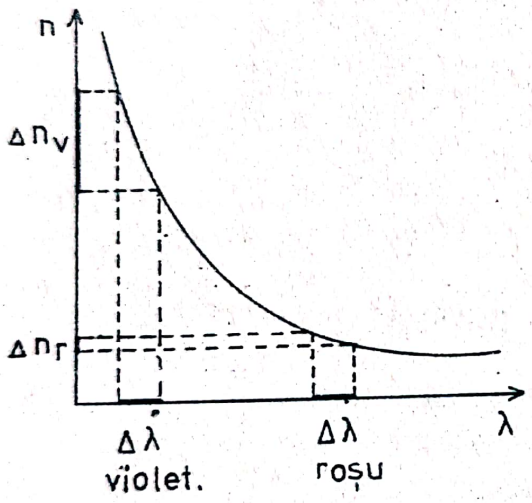


Fig.60

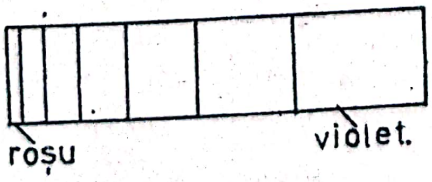


Fig.61.

$\delta_v = (n_v-1)A$ de unde rezultă : $\delta_v - \delta_r = (n_v-n_r)A$ .Pentru diferite substanţe n_v şi n_r avînd alte valori lărgimea spectrului va fi diferită.Astfel, comparînd spectrele obţinute cu ajutorul a două prisme identice,una din apă şi a doua din sulfură de carbon,vedem că în cel de al doilea caz spectrul vizibil este de 5-6 ori mai întins decît în primul caz.

2.Dispersia mijlocie prin care se înţelege mărimea $n_F - n_C$ egală cu diferenţa dintre indicele de refracţie al radiaţiei albastre F(λ_F = 486,1 nm) şi al radiaţiei roşii C (λ_C= 656,3 nm)din spectrul emis de atomul de hidrogen.

3.De multe ori se foloseşte în acelaşi scop mărimea denumită putere de dispersie care reprezintă raportul dintre dispersia mijlocie şi indicele de refracţie mijlociu n_D pentru radiaţia galbenă D a sodiului (λ_D=589,3 nm)micşorat cu unitatea.Mărimea n_D-1 se numeşte refringenţă .

4.In sfîrşit,mărimea inversă puterii de dispersie : $\overline{\nu} = \frac{n_D-1}{n_F-n_C}$ poartă denumirea de indice de dispersie sau numărul lui Abbè.

Astfel,pentru sticla pentru care am dat în tabelul anterior cîteva valori pentru indicii de refracţie,avem :

-dispersia mijlocie $n_F - n_C$= 1,5220- 1,5139 = 0,0081

-puterea de dispersie $\frac{n_F-n_C}{n_D-1} = \frac{0,0081}{0,5163} = 0,0157$

-numărul lui Abbè $\frac{n_D-1}{n_F-n_C} = 64$

Se vede că unei dispersii mijlocii mai mari îi corespunde un indice de dispersie mai mic.Acesta din urmă poate varia între $\overline{\nu}$=2o,5(sortul de sticlă specială Schot Jena-SFS 1) şi $\overline{\nu}$=1o5(fluoridglas).Sticlele optice cu $\overline{\nu}$>55 se numesc sticle crown iar cele cu $\overline{\nu}$<5o sticle flint .Dintre acestea primele au indicii de refracţie în jur de 1,51 iar ultimile între 1,56 şi 1,75. Intre ele se găsesc sticle de trecere crown-flint.

§ 2.Absorbţia luminii

Trecînd printr-un mediu oarecare lumina interacţionează

cu particulele electrizate din atomii şi moleculele mediului iar acestea absorb o parte din energia undei.In general,absorbţia are un caracter selectiv , adică lumina de diferite lungimi de undă este absorbită diferit.Această absorbţie selectivă reprezintă una din cauzele principale ale culorii corpurilor.Culoarea corpurilor este determinată de radiaţiile neabsorbite de corp.La corpurile solide şi lichide frecvenţele de oscilaţie a particulelor din care sînt formaţi atomii şi moleculele sînt foarte diferite.Dacă aceste frecvenţe sînt cuprinse în domeniul spectrului vizibil,atunci radiaţiile respective sînt absorbite şi atunci corpul va apărea colorat.De exemplu,o sticlă care absoarbe slab razele roşii şi portocalii şi puternic pe cele verzi,albastre şi violete va apărea colorată în roşu.Dacă lumina albă trece printr-un mediu transparent pentru radiaţiile cuprinse între verde şi violet,lumina transmisă va fi albastră iar nuanţa ei va depinde de proporţia radiaţiilor care au trecut.Dacă lumina trece apoi printr-un al doilea corp care absoarbe radiaţiile cuprinse între roşu şi verde atunci ea va avea culoarea verde întrucît numai radiaţiile verzi au trecut prin ambele corpuri,celelalte fiind absorbite.

Mediile transparente incolore cum sînt,de exemplu, apa, sticla,cuarţul etc. absorb radiaţiile cuprinse în afara spectrului vizibil.In acelaşi timp ele absorb într-o măsură oarecare şi lumina vizibilă.

Să considerăm un strat de grosime x dintr-o substanţă absorbantă oarecare pe care cade normal un fascicul monocromatic de raze paralele(o undă plană) de intensitate I_o (fig.62).Să separăm din această substanţă un strat infinit subţire de grosime dx limitat de două plane paralele,perpendiculare pe direcţia de propagare a luminii. Experienţa arată că slăbirea intensităţii luminii dI' după trece-

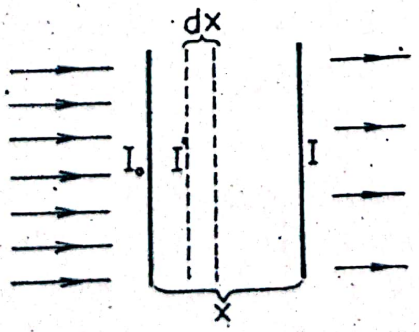


Fig. 62

rea luminii prin acest strat este proporţională cu intensitatea luminii I' care intră în stratul absorbant şi cu grosimea dx a acestui strat

$$dI' = -kI'dx \qquad (55)$$

unde k este un coeficient determinat de proprietăţile mediului absorbant.Semnul minus arată că intensitatea luminii scade odată cu creşterea grosimii stratului.Separînd variabilele şi integrînd ecuaţia diferenţială de mai sus,pentru dx între limitele 0 şi x iar pentru dI' între limitele corespunzătoare I_o şi I, obţinem legea după care se face absorbţia luminii.

$$I = I_o.e^{-kx} \qquad (56)$$

Această formulă reprezintă legea Lambert-Bouguèrs.Ea ne arată că intensitatea luminii scade exponenţial odată cu creşterea grosimii stratului de substanţă străbătut de lumină.Valoarea coeficientului k se poate calcula după ce măsurăm intensităţile I_o şi I ale fasciculului luminos de lungime de undă λ înainte şi după trecerea lui prin stratul absorbant de grosime cunoscută x .Coeficientul k se numeşte coeficient de absorbţie.El are dimensiunile inversului unei lungimi şi se exprimă,de obicei, în cm^{-1}.Pentru $k = \frac{1}{x}$ avem

$$I = I_o e^{-\frac{1}{x} \cdot x} = \frac{I_o}{e}$$

Coeficientul de absorbţie reprezintă prin urmare inversul lungimii acelui drum,străbătut de lumină prin substanţă,pentru care intensitatea luminii scade de 2,72 ori.

Pentru diferite substanţe,valoarea numerică a coeficientului de absorbţie variază destul de mult în funcţie de proprietăţile substanţei respective şi de lungimea de undă a radiaţiei.Astfel,de exemplu,pentru radiaţiile vizibile,coeficientul de absorbţie al sticlei este cuprins între 0,1 şi 0,03 cm^{-1} (depinde de compoziţia sticlei şi de compoziţia luminii incidente),la apă este în jur de 0,001 cm^{-1} iar pentru aer la presiunea atmosferică,în funcţie de umiditatea acestuia ia valori cuprinse între 2.10^{-5} -4.10^{-5} cm^{-1}.Culoarea albăstruie a straturilor groase de apă ne arată că aceasta are pentru radiaţiile roşii un coeficient de absorbţie mai mare decît pentru cele albastre.

In general,coeficientul de absorbţie k nu depinde de in-

tensitatea luminii şi prin urmare nici de grosimea stratului absorbant dar depinde de lungimea de undă a radiaţiei utilizate. Această dependenţă se reprezintă print-o curbă care se numeşte curba de absorbţie sau spectrul de absorbţie al substanţei respective.O astfel de curbă,în care se reprezintă lgk în funcţie de lungimea de undă λ ,pentru clor în stare gazoasă,la 0° C şi la presiunea atmosferică normală este reprezentată în fig.63. După cum se vede,în regiunea violetă a spectrului coeficientul de absorbţie are valoarea cea mai mare, apoi scade brusc în regiunea verde-galben şi creşte din nou în cea roşie. Spectrele de absorbţie caracterizează fiecare corp şi de aceea studiul lor constitue o metodă de analiză rapidă şi precisă.In cazul soluţiilor conţinînd substanţe absorbante în solvenţi transparenţi,coeficientul de absorbţie este proporţional cu concentraţia c a substanţei din soluţie.In acest caz este valabilă legea lui Beer : k =Ac sau

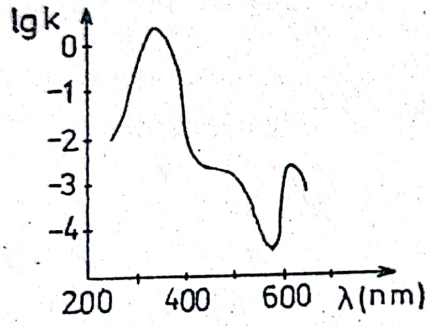


Fig.63

$$I = I_o e^{-Acx} \qquad (57)$$

în care A este un coeficient constant,atîta timp cît concentraţia c nu este prea mare şi deci moleculele substanţei nu interacţionează între ele.Legea se aplică deasemenea numai cu condiţia ca între moleculele solventului şi moleculele substanţei să nu existe influenţe reciproce.In cazurile cînd legea lui Beer se aplică riguros relaţia(57)ne permite să determinăm concentraţia soluţiei cunoscînd grosimea stratului absorbant x şi măsurînd intensităţile I_o şi I în lipsa şi în prezenţa probei.Această metodă este utilizată pentru analize chimice în majoritatea laboratoarelor.

3.Analiza spectrală

Spectrele se obţin şi se studiază cu ajutorul unor dispozitive optice,numite aparate spectrale.Partea esenţială a unui astfel de aparat este sistemul dispersiv,de exemplu o prismă, care are rolul de a descompune lumina în spectru.Aparatul spectral se numeşte spectroscop dacă este prevăzut cu o lunetă care permite observarea spectrului cu ochiul,spectrograf dacă este prevăzut cu un dispozitiv care permite fotografierea spectrului şi spectrofotometru dacă este prevăzut cu un sistem de măsurare a absorbţiei pentru fiecare valoare a lungimii de undă.In fine, un aparat asemănător în construcţie şi funcţionare cu un spectrograf numai că în locul plăcii fotografice este prevăzut cu o fantă pentru separarea radiaţiilor monocromatice se numeşte monocromator.

Schema unui spectrograf cu prismă este dată în fig.64. Lumina de la sursa S este concentrată cu ajutorul unei lentile C

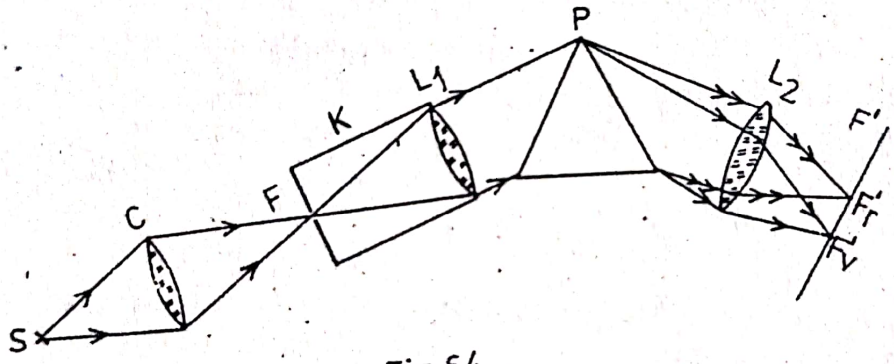


Fig.64.

pe fanta unui colimator K prevăzut cu lentila colimator L_1 în a cărui plan focal se găseşte fanta F.

Fasciculul paralel de lumină obţinut cu ajutorul colimatorului cade pe prisma P care produce dispersia fasciculului sub formă de fascicule paralele de diferite lungimi de undă.Acestea sînt strînse de lentila obiectiv L_2 în planul său focal unde se găseşte placa fotografică F'.(Deoarece conform formulei lentilelor

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

distanţa focală a unei lentile este mai mică pentru radiaţiile violete decît pentru cele roşii,planul în care se formează spectrul este înclinat faţă de secţiunea principală a lentilei obiectiv L_2).

Fanta colimatorului şi muchia prismei sînt paralele

între ele şi perpendiculare pe planul figurii.Planul plăcii F' este deasemenea perpendicular pe planul figurii şi coincide cu planul spectrului.

Să presupunem că fanta este iluminată cu o lumină monocromatică oarecare,de exemplu roşie.In acest caz prisma nu dispersează fasciculul ci doar îl deviază spre baza ei iar în planul focal al lentilei obiectiv L_2 se formează imaginea F'_r a fantei.Dacă fanta colimatorului se iluminează cu lumină de altă culoare,de exemplu violetă,atunci prisma deviază fasciculul mai mult iar imaginea F'_v a fantei se va forma în alt loc din planul focal al lentilei L_2.Dacă, în sfîrşit,fanta se iluminează cu lumină compusă din radiaţiile de lungimi de undă $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots$ atunci spectrul care se obţine va fi alcătuit dintr-o serie de linii luminoase despărţite de spaţii întunecate,fiecare linie reprezentînd imaginea fantei corespunzătoare lungimii de undă respective.Se obţine astfel un spectru de linii.Dacă iluminăm fanta cu lumină albă,care conţine radiaţii de toate lungimile de undă, obţinem un spectru la care trecerea de la o culoare la alta se face în mod continuu,se obţine deci un spectru continuu(O infinitate de imagini ale fantei alăturate una de alta).

In cazul monocromatorului prin rotirea prismei în jurul unei axe paralele cu muchia ei,cu ajutorul unui şurub micrometric etalonat în valori ale lungimii de undă, putem aduce în faţa fantei de ieşire radiaţia monocromatică dorită.

Pentru studiul spectrelor din vizibil şi din infraroşul apropiat se folosesc deobicei prisme de sticlă.Spectrele din ultraviolet se studiază folosind prisme de cuarţ natural sau topit iar cele din infraroşu îndepărtat cu ajutorul prismelor de ClNa.In general,toată optica aparatelor spectrale(lentilele şi prismele)trebuie făcută din materiale transparente în domeniul spectral de studiat.

Trebuie să remarcăm că există şi aparate spectrale cu alte dispozitive de dispersie cum sînt reţelele de difracţie . (Cap.VIII. 6.1).

Cercetările care s-au făcut cu ajutorul aparatelor spectrale au stabilit următoarele:

a)Corpurile solide şi lichide incandescente dau naştere la spectre continui.In astfel de spectre trecerea de la o culoare la

alta se face printr-o infinitate de nuanţe intermediare.

b) Gazele sau vaporii în stare de atomi în urma excitării termice sau într-o descărcare electrică în gaze rarefiate dau naştere la spectre de linii.

Aceste spectre se datoresc fenomenelor care se produc în interiorul atomilor. Fiecare element chimic are un spectru caracteristic, determinat de structura atomilor respectivi. Astfel, emisia unei radiaţii monocromatice se datoreşte tranziţiei atomului dintr-o stare cu energie mai mare E' într-o stare cu energie mai mică E" . Absorbţia se produce la o tranziţie în sens contrar. Frecvenţa radiaţiei emise, respectiv absorbţie, într-o astfel de tranziţie, este dată de relaţia

$$\nu = \frac{E' - E''}{h}$$

în care $h = 6{,}621 \cdot 10^{-34}$ j.s. reprezintă constanta lui Planck.

Liniile spectrale ale unui element pot fi grupate în serii spectrale. Frecvenţele tuturor liniilor spectrale care compun o serie pot fi determinate dintr-o relaţie de forma:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

în care $\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ se numeşte număr de undă şi se exprimă în cm^{-1}, $R = 109.737{,}3\ cm^{-1}$ este constanta lui Rydberg, n_1 este un număr întreg ($n_1 = 1,2,3,..$) care dă denumirea seriei, iar n_2 este deasemenea un număr întreg care determină frecvenţa liniilor din seria respectivă, n_2 ia pentru fiecare serie (n_1 fixat) diferite valori începînd de la n_1+1 adică : $n_2 = n_1+1$, n_1+2, n_1+3 ş.a.m.d. De exemplu, pentru seria Balmer din spectrul hidrogenului : $n_1 = 2$ iar $n_2 = 3,4,5,6,...$

După cum ne arată formula de mai sus liniile unei aceleiaşi serii se îndesesc în domeniul lungimilor de undă mai mici tinzînd către o limită unde se suprapun. Această limită se numeşte cap de serie. Spectrele de linii se pot obţine în mai multe moduri, de exemplu, producînd o descărcare electrică într-un gaz sau introducînd sarea elementului respectiv în flacără.

c) Gazele în stare de molecule dau naştere la spectre de bandă. In astfel de spectre liniile formează o serie de îngrămădiri caracteristice care au aspectul unor benzi (fig. 65).

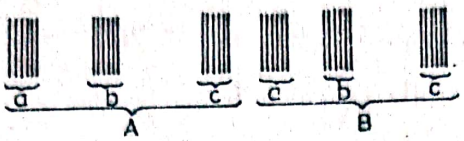


Fig. 65

d)Dacă în drumul unui fascicul de lumină albă se așează o substanță transparentă colorată, de exemplu o cuvă cu vapori sau o soluție,aceasta absoarbe o parte din radiațiile spectrului continuu și anume pe acelea care corespund frecvențelor proprii de oscilație a particulelor care alcătuiesc substanța respectivă.Din această cauză în spectrul continuu apar unele regiuni întunecate.Se obține astfel un spectru de absorbție. Acesta poate fi de linii sau de bandă după cum absorbția este atomică sau moleculară.

e)Lumina Soarelui dă un spectru continuu ceea ce dovedește că această lumină conține radiații de toate lungimile de undă. Soarele(fotosfera)este deci un lichid incandescent.La o analiză mai atentă în spectrul solar se observă un mare număr de linii înguste întunecate(linii Fraunhofer)care apar în urma absorbției luminii de către atomii neexcitați ai elementelor prezente în straturile superioare,mai reci,ce alcătuesc cromosfera solară.Spectrul Soarelui este prin urmare un spectru de absorbție,datorită absorbției de către atomii neexcitați ai unui element,a radiațiilor emise de atomii excitați ai aceluiași element.

Absorbția luminii se face după legea lui Kirchhoff care ne spune că fiecare corp absoarbe din spectru acele radiații pe care el le-ar emite dacă ar fi adus în stare de emisie(incandescență).

f)Spectrele de linii și de bandă fie de emisie fie de absorbție sînt caracteristice fiecărei substanțe.Examinînd pozițiile liniilor sau benzilor într-un spectru putem să identificăm substanța care l-a produs.Mai mult decît atît,din măsurători de intensitate a liniilor sau benzilor putem determina concentrația diferitelor elemente prezente într-o substanță oarecare.Se obține astfel o nouă metodă de analiză,foarte sensibilă,

analiza spectrală. In cazul spectrelor moleculare, mai ales de absorbţie şi de fluorescenţă, identificarea existenţei anumitor benzi în spectru, ne permite să obţinem concluzii asupra moleculelor substanţei. Metodele spectrale de analiză calitativă şi cantitativă depăşesc adesea în sensibilitate şi rapiditate alte metode chimice sau fizico-chimice şi sînt din ce în ce mai folosite în practică. Rezultatele obţinute pînă în prezent din studiul spectrelor de diferite tipuri au condus la cunoaşterea structurii atomilor diferitelor elemente, precum şi a unui mare număr de molecule mai simple şi au ajutat la precizarea unor caracteristici importante în cazul moleculelor complexe.

g) Analiza spectrală a arătat că toate corpurile care alcătuiesc universul sînt formate din aceleaşi elemente ca şi Pămîntul. Materia din univers are prin urmare un caracter unitar. Se dovedeşte astfel unitatea materială a lumii.

In lumina rezultatelor obţinute se poate spune cu drept cuvînt că spectroscopia stă la baza fizicii şi chimiei moderne.

§ 4. Viteza de fază şi viteza de grup

Fenomenul de dispersie impune necesitatea de a preciza noţiunea de viteză de propagare a unei unde într-un mediu oarecare. La studiul undelor noi ne referim întotdeauna la viteza cu care se propagă în mediu o anumită fază a oscilaţiilor. Această viteză care determină faza undei se numeşte viteză de fază. Astfel, la deducerea legii refracţiei pe baza teoriei ondulatorii s-au luat în considerare tocmai vitezele de fază ale undelor (Introducere § 2). Rayleigh a arătat însă că alături de viteza de fază este necesar să introducem şi noţiunea de viteză de grup. Viteza de grup se referă la mediile dispersive în care, după cum am văzut, viteza de fază depinde de lungimea de undă a undei respective.

Să presupunem că într-un mediu oarecare se propagă o undă complexă alcătuită din suprapunerea mai multor unde sinusoidale (monocromatice). Pentru simplitate vom considera două astfel de unde ; prima de lungime de undă λ care se propagă cu viteza v şi a doua de lungime de undă $\lambda + d\lambda$ care se propagă cu viteza $v' = v + dv$. Să presupunem că la un moment dat situaţia celor două unde este reprezentată în fig. 66 a . Maximul de amplitudine

şi deci de intensitate al undei rezultante se află în poziţia A.Dacă v' > v atunci într-un interval de timp τ unda care se propagă cu viteza v' se va deplasa înaintea primei unde pe o distanţă $d\lambda$ astfel că maximul de amplitudine al undei rezultante nu se va mai afla în A ci în B.Această situaţie este reprezentată în fig.66 b.Poziţia maximului undei rezultante va fi deplasată astfel înapoi faţă de maximul anterior pe o distanţă egală cu λ.De aici rezultă că viteza de propagare a maximului undei rezultante faţă de mediu

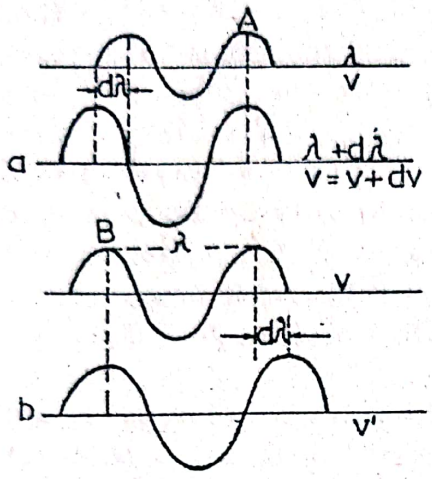


Fig. 66

este mai mică decît viteza de propagare a primei unde cu $\frac{\lambda}{\tau}$. Această viteză de propagare a maximului unei unde complexe(grup de unde) este tocmai <u>viteza de grup</u>.Notînd această viteză cu u obţinem deci :

$$u = v - \frac{\lambda}{\tau}$$

Deoarece viteza relativă a celei de a doua unde faţă de prima este v'-v=(v+dv)-v=dv,obţinem :

$$\tau = \frac{d\lambda}{dv}$$

astfel că

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} \qquad (38)$$

Aceasta este formula lui Rayleigh.Ea ne arată că viteza de grup u se deosebeşte cu atît mai mult de viteza de fază v cu cît este mai mare $\frac{dv}{d\lambda}$ deci cu cît mediul respectiv este mai dispersiv.

Dacă $\frac{dv}{d\lambda} > 0$,deci dacă viteza de propagare creşte odată cu creşterea lungimii de undă,atunci u < v.In acest caz viteza de grup este mai mică decît viteza de fază.Acesta este cazul dispersiei normale,care apare în afara benzilor de absorbţie.

Dacă însă $\frac{dv}{d\lambda} < 0$ atunci u > v.Acesta este cazul dispersiei anomale.El are loc în benzile de absorbţie şi este mai greu de pus în evidenţă.

In mediile nedispersive(în vid) $\frac{dv}{d\lambda} = 0$ iar u=v.Pentru aer dispersia este aşa de mică încît viteza de grup coincide

practic cu viteza de fază.

In metodele de măsurare a vitezei luminii se foloseşte lumina albă care ştim că este complexă.Mai mult decît atît,în aceste metode se lucrează cu fascicule de lumină întreruptw,adică cu grupuri de unde.Analiza spectrală a unui grup de unde, chiar monocromatice,arată că prin însuşi faptul că grupul de unde este limitat el nu mai este monocromatic ci reprezintă o suprapunere de unde monocromatice sinusoidale de lungimi de undă ce variază în mod continuu.De acesa cu ajutorul acestor metode se determină viteza de grup a cărei valoare se deosebeşte de viteza de fază care intră în ecuaţia undei şi în expresia indicelui de refracţie.

Intr-un mediu puternic dispersiv,cum este de exemplu sulfura de carbon,viteza de grup a luminii este mai mică decît viteza de fază.De acesa dacă în expresia indicelui de refracţie considerăm viteza măsurată direct,adică viteza de grup,în locul vitezei de fază, obţinem pentru n o valoare mai mare decît cea măsurată direct cu un refractometru.Astfel se explică neconcondanţa între valorile indicelui de refracţie a sulfurii de carbon, pusă în evidenţă de Michelson(Cap.I,§ 4).

CAPITOLUL V

REFRACTIA LUMINII PE SUPRAFETE SFERICE

1.Dioptru sferic

Să presupunem că două medii omogene izotrope şi transparente de indici de refracţie n_1 şi n_2 sînt separate de o suprafaţă sferică.Un astfel de sistem optic poartă denumirea de dioptru sferic(fig.67).Dreapta SS' care trece prin centrul suprafeţei sferice reprezintă o axă de simetrie a acestui sistem şi se numeşte axa dioptrului.Punctul V unde această axă străbate suprafaţa sferică se nu -

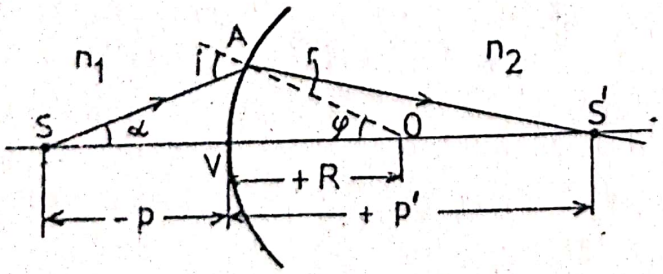


Fig.67.

meşte vîrful dioptrului.Raza suprafeţei sferice se numeşte raza dioptrului.

Să presupunem că pe axa dioptrului se află o sursă punctiformă de lumină S.Vom lua în considerare un fascicul paraxial de lumină care cade pe suprafaţa de separaţie dintre cele două medii.Raza SV coincide cu axa dioptrului,deci cu normala la dioptru în punctul V,şi se propagă nedeviată.O rază de lumină oarecare SA dintr-un astfel de fascicul avînd unghiul de incidenţă i după ce se refractă în punctul A întîlneşte axa dioptrului într-un punct S' care este imaginea punctului S.Deoarece fasciculul incident este paraxial putem considera cu aproximaţie(aproximaţiile lui Gauss)că :

$SV \simeq SA$ şi $S'V \simeq S'A$

Deoarece un sistem optic poate forma în anumite condiţii,în funcţie de poziţia obiectului,fie imagini reale fie virtuale situate cînd de partea opusă a suprafeţelor refractante cînd de aceeaşi parte unde se găseşte obiectul,sînt necesare anumite convenţii pentru a stabili în mod exact locul şi felul imaginii obţinute.

Sensul de propagare al luminii incidente se ia prin convenţie de la stînga la dreapta;din mediul cu indice de refracţie n_1 (spaţiul obiect)în mediul cu indice de refracţie n_2 (spaţiul imagine).

Distanţele de-a lungul axei dioptrului le vom lua faţă de punctul V.Aceste distanţe le vom considera pozitive dacă ele se situiază la dreapta punctului V adică în sensul propagării luminii şi negative dacă ele se situiază la stînga vîrfului dioptrului.

Ţinînd seama de cele spuse mai înainte putem scrie:

$SV \simeq SA = -p$

$S'V \simeq S'A = +p'$

$VO = AO = +R$ =raza dioptrului

Pe de altă parte din figură rezultă :

din ΔSAO : $\frac{SO}{SA} = \frac{\sin i}{\sin \varphi}$

iar din $\Delta S'AO$: $\frac{S'A}{S'O} = \frac{\sin \varphi}{\sin r}$

de unde obţinem : $\frac{SO}{SA} \cdot \frac{S'A}{S'O} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$

Deoarece : $SO = -p+R$; $SA=-p$; $S'A=p'$ şi $S'O = p'-R$

putem scrie : $$\frac{-p+R}{-p} \cdot \frac{p'}{p'-R} = \frac{n_2}{n_1}$$

sau : $-n_1pp' + n_1p'R = -n_2pp' + n_2pR$

Grupînd termenii şi împărţind relaţia prin $pp'R$ obţinem:

$$n_1 \cdot \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{R} \right) = n_2 \left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{R} \right) = Q = \text{const.} \qquad (59)$$

Această relaţie ne arată că la refracţie produsele de forma $n\left(\frac{1}{p} - \frac{1}{R} \right)$ îşi păstrează valoarea. Q se numeşte <u>invariantul lui Abbé</u>. In multe cazuri această relaţie se scrie pentru comoditate sub forma :

$$\frac{n_1}{p} - \frac{n_2}{p'} = \frac{n_1-n_2}{R} \qquad (59')$$

cunoscută şi sub denumirea de <u>formula lui Descartes</u>. Această relaţie reprezintă formula de bază a dioptrului sferic. Ea este valabilă pentru orice rază a fasciculului paraxial. Membrul din dreapta al acestei expresii ($\frac{n_1 - n_2}{R}$) este o mărime caracteristică dioptrului numită şi <u>puterea de refracţie</u> a dioptrului.

Se vede astfel că pentru parametrii n_1, n_2 şi R daţi, distanţa p' depinde numai de distanţa p. Prin urmare toate razele paraxiale care pornesc din S intersectează după refracţie axa dioptrului într-un acelaşi punct S'. De acesa punctul S' reprezintă imaginea punctului luminos S. Formula dioptrului ne arată că S şi S' se deplasează simultan în aceeaşi direcţie. Dacă p şi p' au semne opuse atunci imaginea obiectului se va forma de partea opusă a suprafeţei de separaţie la <u>întretăierea razelor refractate</u>. Ea este o imagine <u>reală</u>. Dacă p şi p' au acelaşi semn atunci razele refractate formează un fascicul divergent şi nu se întretaie. De data aceasta imaginea se formează de aceeaşi parte cu obiectul luminos la <u>întretăierea prelungirilor razelor refractate</u>. Ea este o imagine <u>virtuală</u>. Formula dioptrului include toate cazurile de refracţie a razelor pe suprafeţe sferice. Folosind regula semnelor stabilită mai sus putem studia cazul unei suprafeţe convexe ($R>0$) sau concave ($R<0$) .

Din formula dioptrului rezultă:

pentru $p = \infty$ $\quad p' = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f'$ (6o)

iar pentru $p' = \infty$ $\quad p = -\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f$ (61)

Se vede că distanţele f şi f'depind numai de raza dioptrului şi de indicii de refracţie ai celor două medii.Pentru un dioptru dat aceste distanţe sînt deci constante.Ele poartă denumirea de <u>distanţe focale</u> ale dioptrului şi anume f se numeşte distanţă focală obiect iar f' distanţă focală imagine.La aceste distanţe vor întretăia axa dioptrului razele paralele cu ea care vin dinspre dreapta sau dinspre stînga(fig.68).Punctele corespunzătoare F şi F' poartă denumirea de focar obiect respectiv focar imagine.Ca şi imaginile,focarele pot fi reale sau virtuale.Un dioptru cu focarele reale este <u>convergent</u>.Un astfel de dioptru transformă un fascicul de raze paralele în unul convergent atît în cazul cînd lumina cade pe dioptru venind din mediul mai puţin refringent,cît şi atunci cînd ea vine din mediul mai refringent.Orice dioptru care are centrul de curbură în mediul mai refringent este convergent.Din contra,un dioptru cu centrul de curbură în mediul mai puţin refringent este <u>divergent</u>. Din orice parte ar cădea pe el un fascicul de raze paralele, dioptrul îl transformă într-un fascicul divergent.Aceste concluzii rezultă uşor atît din discutarea formulelor(6o)şi(61) cît şi din construcţia grafică.

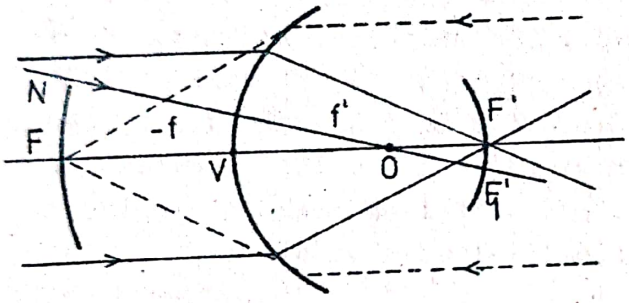


Fig.68.

Razele paralele cu o altă axă,de exemplu cu raza NO,se vor aduna într-un punct F'_1 aflat tot la distanţa f' de suprafaţa de separaţie dintre cele două medii.Locul geometric al punctelor F', F'_1 etc.formează o <u>suprafaţă focală imagine</u>.In mod analog putem construi <u>suprafaţa focală obiect</u> avînd centrul tot în O şi raza egală cu f+R.In cazul fasciculelor paraxiale aceste suprafeţe pot fi

înlocuite cu planele focale corespunzătoare.

Deoarece indicii de refracţie ai celor două medii sînt diferiţi, distanţele focale de o parte şi de cealaltă a dioptrului sînt diferite aflîndu-se în raportul

$$\frac{f'}{f} = \frac{\frac{n_2 R}{n_2 - n_1}}{-\frac{n_1 R}{n_2 - n_1}} = -\frac{n_2}{n_1} \qquad (62)$$

Distanţele focale sînt deci proporţionale cu indicii de refracţie ai mediilor respective. Semnul minus arată că una din ele se află deoparte a suprafeţei de separaţie iar a doua de cealaltă parte.

Formula dioptrului se poate aplica şi în cazul reflexiei pe o suprafaţă sferică. Deoarece în acest caz raza de lumină se întoarce în acelaşi mediu $n_1 = n_2$ iar în conformitate cu regula semnelor introdusă mai sus, R şi p' pentru mediul incident devin -R şi -p' pentru mediul reflectant astfel că formula dioptrului sferic reflectant (oglinzii sferice) devine în acest caz

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R} \qquad (63)$$

Formal, această formulă se obţine din formula dioptrului (60) dacă luăm $n_2 = -n_1$. Cu această condiţie din (60) şi (61) găsim

$$f = f' = R/2$$

şi formula oglinzilor sferice capătă forma cunoscută

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \qquad (64)$$

In cazul oglinzii imaginea va fi reală dacă ea se situiază de aceeaşi parte cu obiectul şi virtuală dacă se găseşte dincolo de oglindă. Cazul oglinzilor, concavă şi convexă diferă doar prin semnul lui R. Pentru o oglindă <u>concavă</u> $R > 0$ şi focarul principal F se află înaintea oglinzii ; el este <u>real</u>. Pentru o oglindă <u>convexă</u> $R < 0$ şi focarul principal se află în spatele oglinzii, el este deci <u>virtual</u>.

In sfîrşit, în cazul unei oglinzi <u>plane</u> $R = \infty$ iar $p' = -p$. Imaginea într-o astfel de oglindă este prin urmare <u>virtuală</u> şi <u>simetrică cu obiectul</u>.

Formulei dioptrului i se poate da şi o altă formă. Pentru aceasta vom împărţi ambii membri ai acestei relaţii prin puterea

de refracţie $\frac{n_1-n_2}{R}$. Obţinem atunci

$$\frac{1}{p}\cdot\frac{n_1R}{n_1-n_2}-\frac{1}{p'}\cdot\frac{n_2R}{n_1-n_2}=1$$

sau, pe baza relaţiilor(6o) şi (61) ,

$$\frac{f}{p}+\frac{f'}{p'}=1 \qquad (65)$$

Poziţiile punctului luminos şi ale imaginii sale aflate pe axa dioptrului pot fi determinate cu ajutorul segmentelor x şi x' măsurate pînă la focarele acestuia (fig.69).

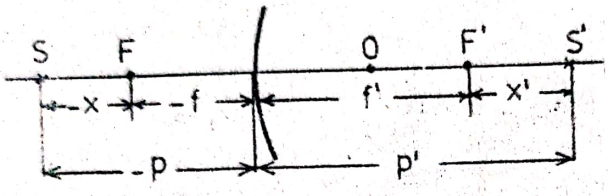


Fig.69.

Din figură rezultă:

$-p = -f-x$

şi

$p' = f' + x'$

Inlocuind în formula (65) obţinem

$$\frac{f}{f+x}-\frac{f'}{f'+x}=1$$

de unde rezultă : $xx' = ff'$ (66)

In această formă simetrică formula dioptrului sferic se cunoaşte sub denumirea de formula lui Newton .

Să luăm în considerare un dioptru cu centrul în O(fig. 7o). Presupunem că unui obiect punctiform A îi corespunde o imagine A'.Rotind axa dioptrului în jurul centrului O cu un unghi mic, punctul A se va aşeza în B iar A' în B' .Fiecărui punct de pe arcul AB îi va corespunde un punct imagine pe arcul A'B' deoarece ştim că pentru un acelaşi p corespunde într-un dioptru dat acelaşi p'. Fasciculul fiind paraxial arcele AB şi A'B' sînt mici şi de aceea le putem înlocui prin segmentele y şi y' perpendiculare pe axa dioptrului.Prin urmare, imaginea unui segment mic y perpendicular pe axa dioptrului este un segment y' deasemenea perpendicular pe această axă.De aici re-

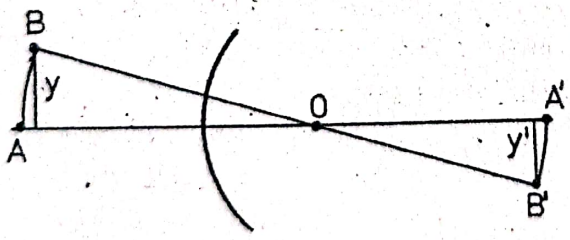


Fig.70.

zultă că şi imaginea unei suprafeţe plane mici S perpendiculare pe axa dioptrului va fi tot o suprafaţă plană S' perpendiculară pe axă.

Imaginea unui punct de pe obiect se obţine la intersecţia tuturor razelor refractate care vin de la acest punct. Ţinînd seama de aceasta vom constitui imaginea în dioptru a unui segment AB perpendicular pe axa acestuia (fig.71). Raza paralelă cu axa dioptrului refractîndu-se va trece prin F'. Raza care trece prin F' după refracţie devine paralelă cu axa dioptrului. La intersecţia acestor raze se va obţine imaginea B' a punctului B. Tot prin B' va trece de exemplu şi raza reprezentată punctat care corespunde vîrfului dioptrului. Deoarece axa dioptrului este normală pe suprafaţa acestuia unghiurile i şi r formate între această rază şi axă sînt egale respectiv cu unghiurile de incidenţă şi cu cel de refracţie.

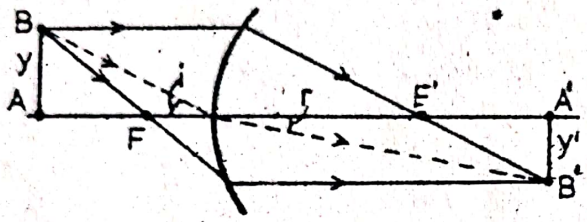


Fig 71.

Mărimea $\alpha = \frac{A'B'}{AB} = \frac{y'}{y}$ poartă denumirea de <u>mărire liniară transversală</u>.

Să presupunem din nou că unui segment AB=y(fig.72) îi corespunde o imagine A'B'=y'. Notăm cu u unghiul sub care se vede acest obiect de la distanţa p iar cu u' unghiul sub care se vede y de la distanţa p'.

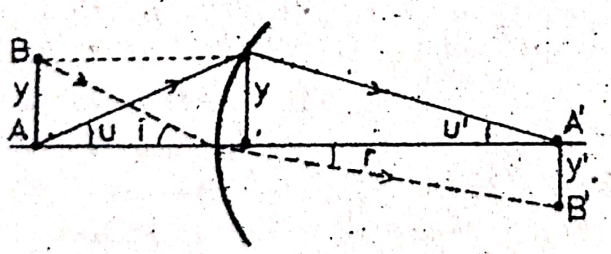


Fig 72.

Din figură rezultă

$$tg\ i = y/p \quad şi \quad tg\ r = y'/p'$$

In cazul fasciculului paraxial i şi r sînt mici de aceea putem scrie :

$$\frac{tgi}{tgr}=\frac{\sin i}{\sin r}=\frac{n_2}{n_1}=\frac{\frac{y}{p}}{\frac{y'}{p'}}=\frac{yp'}{y'p}$$

adică

$n_1yp' = n_2y'p$. De aici rezultă

$$\alpha=\frac{y'}{y}=\frac{n_1}{n_2}\cdot\frac{p'}{p}$$

Pe de altă parte tot din figură rezultă :

$tg\ u = y/p$ şi $tg\ u' = y/p'$ deci $\frac{tgu}{tgu'}=\frac{p'}{p}$

Inlocuind în relaţia de mai sus obţinem :

$$\alpha=\frac{y'}{y}=\frac{n_1}{n_2}\cdot\frac{tgu}{tgu'}$$

sau

$$yn_1tg\ u = y'n_2\ tg\ u' \qquad (67)$$

Această relaţie valabilă pentru raze paraxiale poartă denumirea de <u>teorema Lagrange-Helmholtz</u>.

Dacă unghiurile u şi u' sînt mici atunci relaţia de mai sus se poate scrie sub forma :

$$yn_1u = y'n_2u' \qquad (68)$$

Se vede că produsul ynu este un invariant optic.El este cunoscut sub denumirea de <u>invariantul lui Lagrange-Helmholtz</u> .

Deoarece pentru toate razele unui fascicul paraxial p'/p = const.,din relaţia $\alpha=n_1/n_2$. p'/p rezultă că pentru toate porţiunile acestui fascicul mărirea liniară este constantă. Teorema Lagrange-Helmholtz ne arată prin urmare că imaginea unui obiect mic aflat în apropierea axei dioptrului(obţinută cu ajutorul unui fascicul paraxial) este lipsită de aberaţii(de defecte).

Mărirea transversală depinde de poziţia pe care o are obiectul luminos faţă de vîrful dioptrului.Intr-adevăr,din fig. 73 rezultă : $\alpha = y'/y = x'/f'$. Pe de altă parte folosindu-ne de formula lui Newton $xx'=ff'$ obţinem

$x'/f'=f/x$

Deci

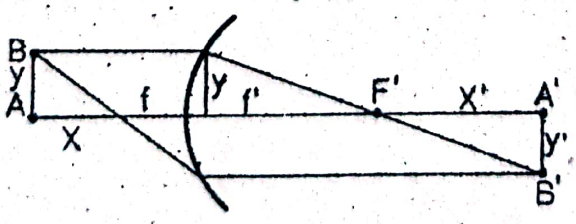


Fig.73

$$\alpha = x'/f' = f/x \qquad (69)$$

In practică avem de a face de cele mai multe ori cu obiecte luminoase care au o extindere în spaţiu.Diferitele puncte ale acestor obiecte se află la diferite distanţe de vîrful dioptrului.De aceea va trebui să introducem încă noţiunea de <u>mărire liniară longitudinală</u> prin care vom înţelege mărimea β egală cu raportul dintre lungimea dx' a imaginii unui segment dx de pe obiect aşezat de-a lungul axei dioptrului şi mărimea segmentului însuşi :

$$\beta = dx'/dx$$

Diferenţiind formula lui Newton obţinem

$$xdx' + x'dx = 0$$

sau

$$\beta = dx'/dx = - x'/x \qquad (7o)$$

Dioptrul se caracterizează deasemenea prin <u>mărirea unghiulară</u> γ prin care se înţelege mărimea dată de relaţia :

$$\gamma = tg\ u\ '\ /\ tg\ u$$

Din fig.74 rezultă că : $tgu' = y/p'$ iar $tg\ u = y/p$

Prin urmare

$$\gamma = tgu'/tgu = p/p' \qquad (71)$$

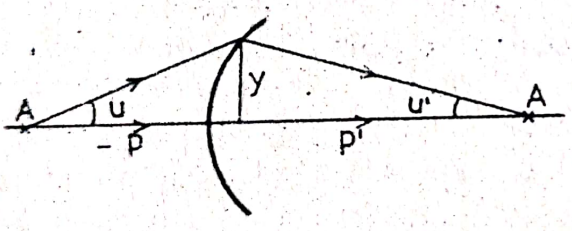


Fig 74.

Vom stabili acuma legătura care există între măririle α, β şi γ .Am văzut că

$$\alpha = x'/f' = f/x$$

Ca urmare

$$\alpha^2 = \frac{x'}{f'} \cdot \frac{f}{x} = \frac{x'}{x} \cdot \frac{f}{f'}$$

Am arătat însă mai înainte(formula 62)·că

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n_2}{n_1} \qquad \text{sau} \qquad \frac{f}{f'} = -\frac{n_1}{n_2}$$

Rezultă deci că :

$$\alpha^2 = -\frac{x'}{x} \cdot \frac{n_1}{n_2}$$

Deoarece conform formulei(7o) avem

$$-\frac{x'}{x}=\beta$$

rezultă că

$$\alpha^2=\beta\frac{n_1}{n_2} \quad \text{sau} \quad \beta=\alpha^2\cdot\frac{n_2}{n_1} \qquad (72)$$

Cunoaştem deasemenea relaţia

$$\alpha=\frac{n_1}{n_2}\cdot\frac{p'}{p}$$

Deoarece $\gamma = p/p'$,putem scrie :

$$\alpha=\frac{n_1}{n_2}\cdot\frac{1}{\gamma} \quad \text{sau} \quad \alpha\gamma=\frac{n_1}{n_2} \qquad (73)$$

Conform relaţiei(72) rezultă $n_1/n_2 = \alpha^2/\beta$ .Prin urmare :

$$\alpha\gamma=\frac{\alpha^2}{\beta} \quad \text{sau} \quad \alpha=\beta\gamma \qquad (74)$$

Mărirea transversală prezintă importanţă pentru caracterizarea sistemelor optice care proiectează imaginea pe un ecran sau pe o peliculă fotosensibilă (de ex.aparatele de proiecţie şi aparatele de fotografiat).Mărirea longitudinală caracterizează claritatea imaginii unui obiect spaţial proiectată pe un ecran (aşa numita "profunzime" a sistemului optic).In fine mărirea unghiulară este importantă în cazul examinării obiectelor îndepărtate cu ajutorul instrumentelor optice(lunete,telescoape) cînd se urmăreşte obţinerea unor unghiuri vizuale cît mai mari, şi implicit a cît mai multe detalii de pe obiectul respectiv.

§ 2. Sisteme optice centrate

In majoritatea cazurilor sistemele optice prin care se propagă lumina sînt alcătuite din medii separate prin două sau mai multe suprafeţe sferice.Dacă centrele de curbură ale acestor suprafeţe se află pe o aceeaşi dreaptă ,sistemul poartă denumirea de sistem optic centrat,iar dreapta respectivă - axă optică principală a sistemului .Să luăm în considerare un sistem optic centrat format din suprafeţele de refracţie MM şi NN avînd axa C_2C_1(fig.75).Refracţia unui fascicul de lumină în sistem poate fi

urmărită studiind succesiv refracţia lui pe fiecare suprafaţă sferică. Pentru determinarea unor elemente ce caracterizează un sistem optic oarecare nu este necesar să ştim mersul razelor în interiorul sistemului ci doar drumul lor înainte şi după ieşirea din sistem.Se înţelege că raza de lumină trece într-un anumit mod prin sistem, drumul ei fiind determinat de structura sistemului (de reflexiile şi refracţiile care au loc).Unei raze incidente AB îi corespunde după ieşirea din sistem raza G'F',Raza RQ care se propagă pe direcţia axei optice nu va fi deviată.Ei îi va corespunde

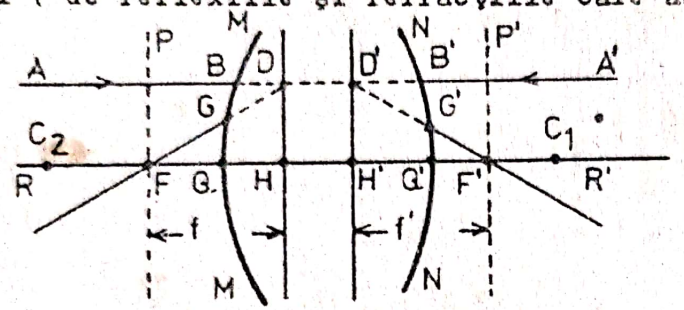


Fig.75.

dincolo de suprafaţa NN raza Q'R'.Punctul F' aflîndu-se la intersecţia razelor emergente corespunzătoare razelor incidente paralele AB şi RQ reprezintă <u>focarul imagine</u> al sistemului.Acest punct F' defineşte un plan P' ,perpendicular pe axa optică,numit <u>plan focal imagine</u> al sistemului.Repetînd raţionamentul pentru razele A'B' şi R'Q' găsim <u>focarul obiect</u> F al sistemului şi <u>planul focal obiect</u> corespunzător P.Prelungind razele AB şi FG şi respectiv A'B' şi F'G' obţinem punctele D şi D' care definesc două plane perpendiculare pe axa optică : <u>planul principal obiect</u> DH şi <u>planul principal imagine</u> D'H' .Punctele H şi H' aflate la intersecţia planelor principale cu axa optică se numesc <u>punctele principale</u> ale sistemului.Distanţele f şi f' de la punctele principale pînă la focarele F şi F' se numesc <u>distanţele focale</u> ale sistemului.Planele principale se bucură de proprietatea că sînt conjugate şi corespund unei măriri liniare egale cu + 1.Intr-adevăr,unei suprafeţe din planul DH îi corespunde o imagine dreaptă şi de aceeaşi mărime în planul D'H' . Prin urmare,două puncte situate la intersecţia unei drepte paralele cu axa optică cu planele principale sînt două puncte conjugate unul cu celălalt.

Notînd cu p şi p' distanţele de la obiect şi respectiv, de la imagine pînă la punctele principale iar cu x şi x' distanţele corespunzătoare pînă la focarele sistemului putem găsi o serie de relaţii asemănătoare cu cele obţinute în cazul dioptrului:

$$\frac{f}{p} + \frac{f'}{p'} = 1 \qquad (75)$$

$$xx' = f^2 \qquad (76)$$

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n_1}{n_2} \qquad (77)$$

$$\alpha = x'/f' = f/x \quad \text{etc.} \qquad (78)$$

In general, în cazul sistemelor optice distanţa focală obiect diferă de distanţa focală imagine, raportul lor fiind egal cu raportul cu semn schimbat a indicilor de refracţie corespunzători mediilor care mărginesc sistemul (relaţia 77). Dacă însă de ambele părţi ale sistemului se află acelaşi mediu atunci $n_1 = n_2$ şi cele două distanţe focale sînt egale şi de semn contrar cu toate că distanţele de la focare pînă la suprafaţele MM şi NN sînt, în general, diferite în acest caz. Ecuaţia punctelor conjugate (75) devine :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f} \qquad (79)$$

La sistemele optice centrate îşi păstrează deasemenea valabilitatea teorema Lagrange-Helmholtz :

$$yn_1u = y'n_2u' = y''n_3u'' = \ldots. \qquad (80)$$

unde n_1, n_2, n_3 ...sînt indicii de refracţie ai diferitelor medii parcurse de rază iar u, u', u" ...unghiurile pe care le face succesiv raza de lumină cu axa optică în diferite medii.

Sistemul optic centrat se caracterizează deasemenea prin două <u>puncte nodale</u>. Prin puncte nodale se înţeleg acele puncte pentru care mărirea unghiulară este egală cu 1 :

$$\gamma = tgu'/tgu = p/p' = 1$$

De aici rezultă că pentru astfel de puncte u=u' şi p=p' . In fig. 76 punctele nodale sînt notate cu K şi K' . Se poate demonstra că o rază care intră în sistem prin primul punct nodal iese prin cel de al doilea rămînînd paralelă cu ea însăşi. Punctele nodale sînt prin urmare nişte puncte fixe ale axei principale a căror poziţii nu depind de direcţia razei incidente. Intr-adevăr, notînd dis-

tanţele de la punctele nodale pînă la focare cu $X=p-f$ şi $X'=p'-f$, ţinînd seama de faptul că $p=p'$ şi folosind ecuaţia punctelor conjugate $XX'=ff'$ găsim că $X=f'$ şi $X'=f$ .In felul acesta,punctele K şi K' situate respectiv la distanţele f' şi f de focarele F şi F' ale sistemului sînt conjugate şi corespund unei măriri unghiulare $\delta' = 1$.Focarele F şi F',punctele principale H şi H' şi punctele nodale K şi K' poartă denumirea de <u>punctele cardinale</u> ale sistemului optic centrat.Cunoaşterea acestora permite construcţia imaginii unui obiect mic situat perpendicular pe axa optică(fig.77).Razei 1, paralelă cu axa optică,îi corespunde raza 1' care taie cel de al doilea plan principal la aceeaşi înălţime şi trece prin focarul F'.Raza 2 care trece prin primul punct nodal iese prin cel de al doilea rămînînd paralelă cu ea însăşi. Raza 3 care trece prin focarul F devine paralelă cu axa optică.Toate aceste raze se intersectează în punctul B' care reprezintă astfel imaginea punctului B.

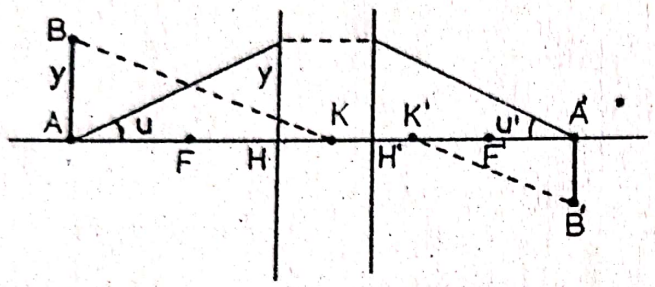


Fig. 76.

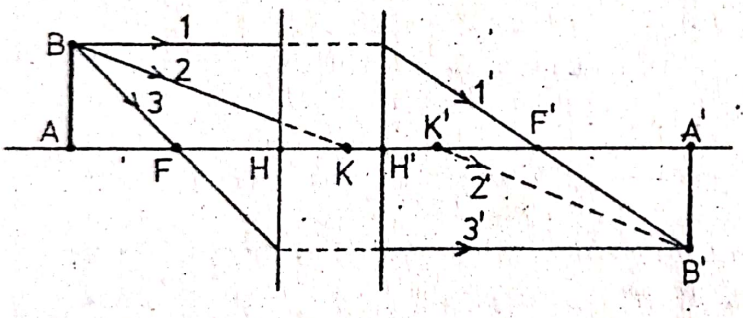


Fig.77.

Să luăm acuma în considerare un sistem optic centrat alcătuit din două sisteme I şi II reprezentate prin planele lor principale şi prin distanţele lor focale f_1 ,f_1' şi f_2,f_2'(fig.78). Fie $\Delta = F_1'F_2$ distanţa dintre focarul imagine al primului sistem şi focarul obiect al celui de al doilea.Să considerăm o rază SD paralelă cu axa optică ce vine din spaţiul obiect şi să-i determinăm drumul prin cele două sisteme.După traversarea primului sistem raza va trece prin focarul imagine F_1' apoi intersectează planul principal obiect al sistemului II în E.

Pentru aflarea direcţiei razei emergente ne folosim de proprietăţile punctelor cardinale ale sistemelor componente.Să considerăm o rază ajutătoare paralelă cu axa optică care trece prin punctul C,situat în planul focal al sistemului II.Acestei raze îi corespunde raza emergentă $B'F_2'$ care trece prin focarul imagine F_2' .Raza emergentă GF' va fi deci paralelă cu raza $B'F_2'$ deoarece ambele provin din acelaşi focar secundar C.Raza emergentă GF' taie axa optică în <u>focarul imagine F'</u> al ansamblului de sisteme.Această rază se întîlneşte cu prelungirea razei incidente în punctul A' care defineşte astfel <u>planul principal imagine</u> P' al sistemului.Distanţa H'F'=-f' este <u>distanţa focală imagine</u> a sistemului compus.(ea este negativă în conformitate cu regula semnelor stabilită mai înainte).

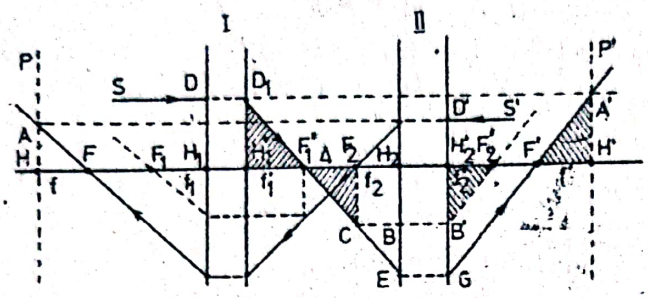


Fig. 78

Din asemănarea triunghiurilor haşurate,A'F'H' şi $B'F_2'H_2'$ pe de o parte, şi $DF_1'H_1'$ şi $CF_1'F_2$ pe de altă parte,putem scrie :

$$\frac{F'H'}{H_2'F_2'}=\frac{H'A'}{H_2'B'} \quad \text{şi} \quad \frac{H_1'D_1}{F_2C}=\frac{H_1'F_1'}{F_1F_2}$$

Din figură rezultă că :$H'F'=-f'$,$H_2'F_2'=f_2'$,$H'A'=H_1'D_1$,$H_2'B'=F_2C$, $H_1'F_1'=f_1'$,$F_1'F_2=\Delta$,.Făcînd aceste înlocuiri în proporţiile de mai sus obţinem :

$$f'=-H'F'=-\frac{f_1'f_2'}{\Delta} \qquad (81)$$

In mod analog,utilizînd raza S'D' care vine din spaţiul imagine, găsim pentru <u>distanţa focală obiect</u> a sistemului expresia :

$$f=HF=f_1f_2/\Delta \qquad (82)$$

Dacă sistemele I şi II sînt dispuse în aşa mod încît focarul imagine F_1' al primului sistem coincide cu focarul obiect F_2 al celui de al doilea sistem,atunci $\Delta=0$ şi deci $f=\infty$ şi $f'=-\infty$. Focarele unui astfel de sistem se află prin urmare la infinit.In

acest caz ,un fascicul paralel rămîne paralel şi după trecerea prin sistem (fig.79) .Un astfel de sistem poartă denumirea de sistem afocal .Sistemele afocale se utilizează în construcţia lunetelor şi telescoapelor de acea ele se mai numesc şi sisteme telescopice .

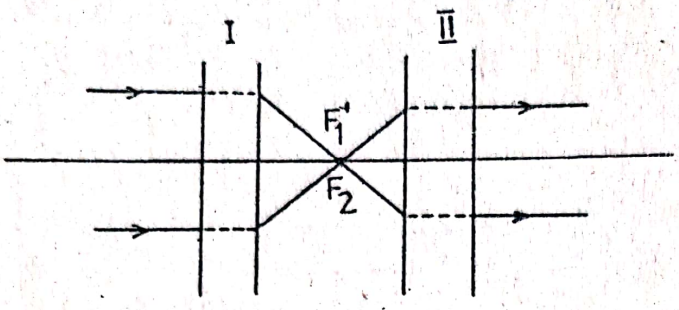


Fig.79.

Să presupunem că cele două sisteme care alcătuiesc un sistem afocal sînt date prin poziţiile planelor principale H_1, H_1' şi H_2, H_2' şi ale focarelor principale F_1, F_1' şi F_2, F_2'(fig.8o). Pentru a afla imaginea unui obiect într-un astfel de sistem vom proceda în felul următor :după cum am arătat mai înainte raza paralelă cu axa optică,care vine de la punctul B al obiectului y,după ce trece prin sistem rămîne paralelă cu această axă.A doua rază o alegem astfel încît să putem cunoaşte direcţia ei după refracţia prin sistemul I.Alegem această rază în aşa mod încît prelungirea ei să se intersecteze cu prelungirea primei raze într-un punct M situat în planul focal obiect F_1 al primului sistem.După cum ştim razele care pornesc dintr-un punct oarecare situat în planul focal(deci şi din punctul M),după ce se refractă în sistemul I formează un fascicul paralel care face un anumit unghi cu axa optică principală .Deci la ieşire din sistemul I raza 2 va fi paralelă cu raza 1.Deoarece aceste raze sînt paralele,ele vor fi refractate de sistemul II în aşa fel încît ele se întretaie într-un punct M' aflat în planul focal imagine al sistemului II.Raza 2 care vine de la punctul A al obiectului intersectează axa optică a sistemului în punctul A'.

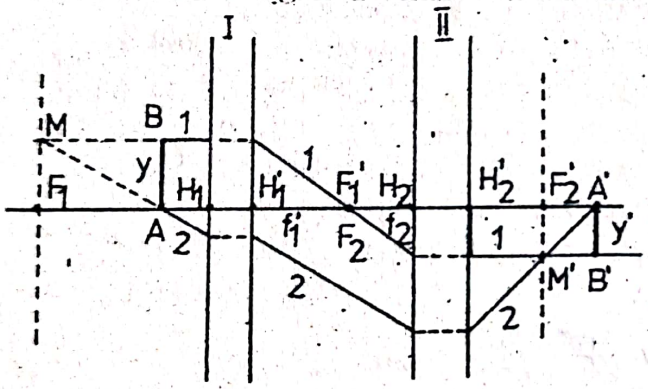


Fig.80.

Acest punct reprezintă imaginea punctului A. Imaginea punctului B se va afla la intersecţia razei 1 cu perpendiculara pe axa optică dusă din punctul A' , deoarece ştim că unui segment y perpendicular pe axa optică îi corespunde o imagine y' deasemenea perpendiculară pe această axă.

Din figură se vede că mărirea transversală este determinată de relaţia

$$\alpha = y'/y = f_2/f_1' \qquad (83)$$

Dacă sistemele se află în acelaşi mediu(aer)atunci $f_2 = f_2'$ şi

$$\alpha = f_2'/f_1' \qquad (84)$$

Prin urmare mărirea transversală a unui sistem telescopic este determinată numai de raportul distanţelor focale ale sistemelor componente şi nu depinde de poziţia obiectului.

Mărirea unghiulară se obţine ţinînd seama de relaţia (73) conform căreia :

$$\gamma = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{1}{\alpha} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{f_1'}{f_2'} \qquad (85)$$

Dacă sistemul telescopic considerat se găseşte în aer, atunci $n_2 = n_1 \simeq 1$ şi obţinem

$$\gamma = f_1'/f_2' \qquad (86)$$

Rezultă deci că mărirea unghiulară a unui sistem telescopic este direct proporţională cu distanţa focală a sistemului I şi invers proporţională cu distanţa focală a sistemului II, Mărirea unghiulară este şi ea constantă, pentru un sistem dat, oricare ar fi poziţia obiectului.

Să luăm acuma în considerare un sistem alcătuit din doi dioptri MM şi NN, ale căror vîrfuri sînt separate prin distanţa d , cuprinzînd un mediu de indice de refracţie n(fig.81). Să admitem că mediul cuprins între cele două suprafeţe de raze R_1 şi R_2 se află situat în aer al cărui indice de refracţie îl vom considera egal cu 1. In aproximaţia lui Gauss putem considera fiecare dioptru ca un sistem centrat în care planele principale sînt confundate şi trec prin vîrful dioptrului. Distanţele focale a acestor doi dioptri se calculează cu ajutorul relaţiilor(6o) şi (61) înlocuind pentru primul : $R = R_1, n_1 = 1, n_2 = n$ iar pentru al doilea :

$R=R_2$, $n_1'=n$ şi $n_2'=1$ .Rezultă astfel : $f_1=-\frac{R_1}{n-1}$; $f_1'=\frac{nR_1}{n-1}$

$f_2=\frac{nR_2}{n-1}$; $f_2=-\frac{R_2}{n-1}$ (87)

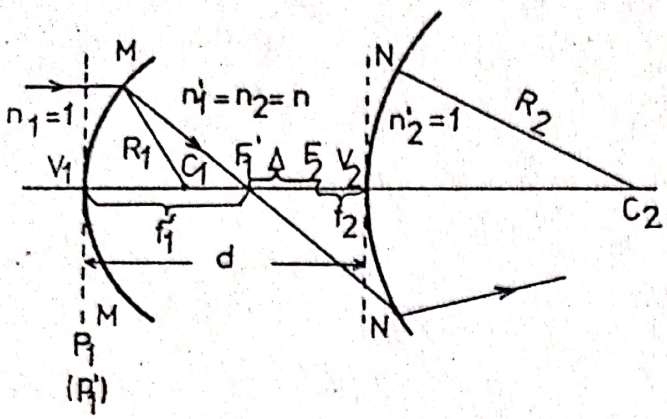


Fig.81.

Din fig.81 se vede că intervalul optic $\Delta=F_1'F_2$ se poate exprima în funcţie de f_1' , f_2 şi d în felul următor :

$$\Delta=d-f_1'+f_2 \qquad (88)$$

Distanţa focală imagine f' a sistemului se calculează cu ajutorul relaţiei(81)utilizînd pentru f_1' , f_2' şi Δ expresiile lor date în formulele(87) şi (88) :

$$f'=-\frac{f_1'f_2'}{\Delta}=-\frac{\left(\frac{nR_1}{n-1}\right)\left(-\frac{R_2}{n-1}\right)}{d-f_1'+f_2}=\frac{\left(\frac{nR_1}{n-1}\right)\left(\frac{R_2}{n-1}\right)}{\frac{nR_2}{n-1}+d-\frac{nR_1}{n-1}}$$

sau

$$f'=\frac{nR_1R_2}{[nR_2+d(n-1)-nR_1](n-1)} \qquad (89)$$

Distanţa focală obiect f a sistemului se calculează în mod asemănător,utilizînd relaţiile(82),(87) şi (88) ,şi se găseşte

$$f=-f'=-\frac{nR_1R_2}{[nR_2+d(n-1)-nR_1](n-1)} \qquad (90)$$

Expresiile (89) şi (90) se pot pune şi sub următoarea formă simetrică :

$$\frac{1}{f}=-\frac{1}{f'}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+\frac{d(n-1)^2}{nR_1R_2} \qquad (91)$$

Asupra acestor formule vom reveni în cele ce urmează.

§ 3. Lentile

Prin lentilă se înţelege un corp transparent mărginit de două suprafeţe sferice sau una sferică şi cealaltă plană.Există deasemenea lentile mărginite de alte suprafeţe,de exemplu cilindrice,dar cu acestea nu ne vom ocupa în cele ce urmează.In general lentilele se fac din sticlă,dar pentru anumite scopuri se pot face din cuarţ, fluorină, sare (NaCl),plexiglas etc.

Dacă grosimea lentilei este mică în comparaţie cu razele de curbură ale suprafeţelor sferice care o mărginesc,lentila poartă denumirea de <u>lentilă subţire</u> .Notăm cu c_1 şi c_2 centrele de curbură ale suprafeţelor sferice care mărginesc lentila.Dreapta c_2c_1 care uneşte aceste centre se numeşte <u>axa optică principală</u> a lentilei.(fig.82).Lentila fiind subţire putem considera că punctele M şi N se confundă într-un singur punct O pe care îl numim <u>centrul optic al lentilei</u> .Orice dreaptă care trece prin O fără ca să treacă prin c_2 şi c_1 se numeşte <u>axă secundară</u> a lentilei.Planul perpendicular pe axa optică principală în punctul O se numeşte <u>plan principal</u> al lentilei.Razele de lumină care trec prin centrul optic îşi păstrează direcţia deplasîndu-se numai lateral ca într-o lamă cu feţe plan-paralele.Intr-adevăr,să considerăm pe suprafaţa lentilei un punct oarecare A din care ducem raza de curbură R_1 a primei suprafeţe sferice.Din punctul c_2 ducem raza R_2 paralelă cu prima.Ducem prin A o rază de lumină în aşa fel încît ea să iasă din lentilă prin punctul B.Această rază intersectează axa optică principală în O. Aplicînd legea refracţiei în punctele A şi B putem scrie :

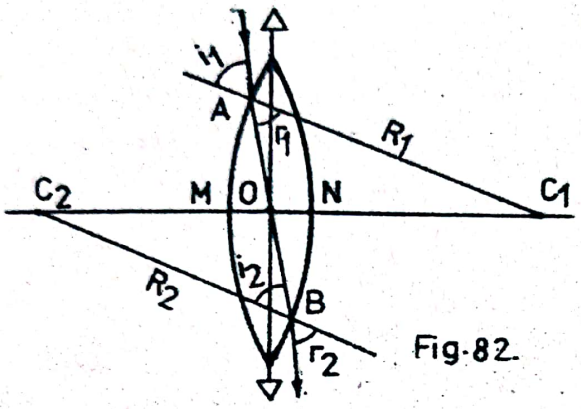


Fig.82.

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = \frac{v_1}{v_2} \qquad \text{şi} \qquad \frac{\sin i_2}{\sin r_2} = \frac{v_2}{v_1}$$

Inmulţind membru cu membru expresiile de mai sus şi ţinînd seama că $r_1 = i_2$ obţinem :

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_2} = 1 \quad \text{şi deci :} \qquad i_1 = r_2$$

De aici rezultă că raza de lumină care trece prin centrul optic nu-şi schimbă direcţia de propagare ci se deplasează numai lateral paralel cu ea însăşi.

Din figură rezultă că : $\frac{C_2O}{C_1O} = \frac{R_2}{R_1}$

Deoarece pentru o lentilă dată raportul R_2/R_1 este constant, ajungem la concluzia că poziţia centrului optic nu depinde de poziţiile punctelor A şi B. De aceea, orice rază care trece prin centrul optic nu-şi schimbă direcţia, ci se deplasează paralel cu ea însăşi. Pentru lentile subţiri deplasarea va fi neînsemnată.

Lentila poate fi considerată ca o combinaţie de doi dioptri sferici. Indicele de refracţie al lentilei îl vom nota cu n' iar indicii de refracţie ai mediilor aflate la stînga şi la dreapta ei cu n_1 şi n_2. Razele de curbură ale celor două suprafeţe sferice care mărginesc lentila le notăm cu R_1 şi R_2. Distanţele de-a lungul axei optice principale le socotim de la centrul optic al lentilei considerîndu-le pozitive spre dreapta lentilei şi negative spre stînga.

Razele care vin de la sursa punctiformă S, aflată pe axa optică principală, după refracţie pe prima suprafaţă a lentilei s-ar întretăia în mediul de indice de refracţie n' într-un punct conjugat S* aflat la distanţa p* de centrul optic al lentilei (fig.83).

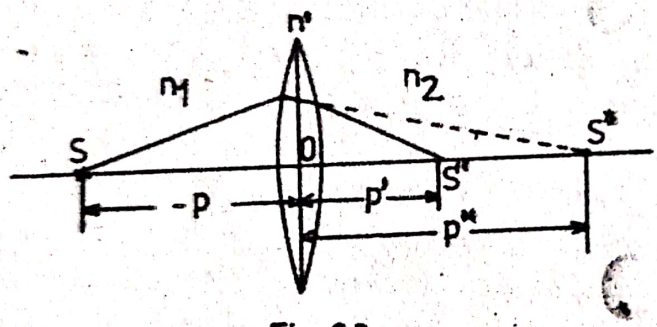


Fig.83

Aplicînd formula dioptrului putem scrie :

$$\frac{n_1}{p} - \frac{n'}{p^*} = \frac{n_1 - n'}{R_1}$$

Pentru cea de a doua suprafaţă sferică (de rază R_2) punctul S^* apare ca un obiect virtual. Construind imaginea punctului S^* în cea de a doua suprafaţă sferică obţinem punctul S' aflat la distanţa p' de centrul optic al lentilei. Desigur că punctul S' reprezintă în acelaşi timp imaginea punctului S în sistemul format de cei doi dioptri sferici adică în lentilă. Aplicînd formula dioptrului vom scrie de data aceasta :

$$\frac{n'}{p^*} - \frac{n_2}{p'} = \frac{n' - n_2}{R_2}$$

De obicei de ambele părţi ale lentilei se află acelaşi mediu (aerul) de aceea $n_1 = n_2$ iar formulele de mai sus devin :

$$\frac{n_1}{p} - \frac{n'}{p^*} = \frac{n_1 - n'}{R_1} \quad \text{şi} \quad \frac{n'}{p^*} - \frac{n_1}{p'} = \frac{n' - n_1}{R_2}$$

Pentru ca să-l eliminăm pe p^*, care caracterizează poziţia imaginii intermediare S^*, adunăm aceste relaţii membru cu membru. Obţinem astfel :

$$n_1\left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{p}\right) = (n' - n_1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

Sau ,trecînd n_1 în membrul din dreapta şi ţinînd seama că $n'/n_1 = n$ reprezintă indicele de refracţie relativ al mediului din care este alcătuită lentila faţă de mediul în care ea se află, vom putea scrie :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \qquad (92)$$

Această expresie poartă denumirea de <u>formula lentilelor subţiri</u>. Ea este valabilă pentru toate tipurile de lentile.In aplicarea ei de la caz la caz trebuie să respectăm convenţia de semn pe care am făcut-o şi anume : vom considera distanţele p, p^*, R_1 şi R_2 ca fiind pozitive dacă ele se situiază la dreapta lentilei iar în caz contrar ca fiind negative.

Dacă asupra unei lentile cade un fascicul de lumină paralel cu axa optică principală,după refracţie razele(sau prelungirile lor)se întîlnesc într-un singur punct F' aflat pe axa optică principală (fig.84).Acest punct poartă denumirea de <u>focar principal imagine</u> al lentilei.Planul perpendicular pe axa optică principală în punctul F' se numeşte <u>plan focal imagine</u> al lentilei.Dacă

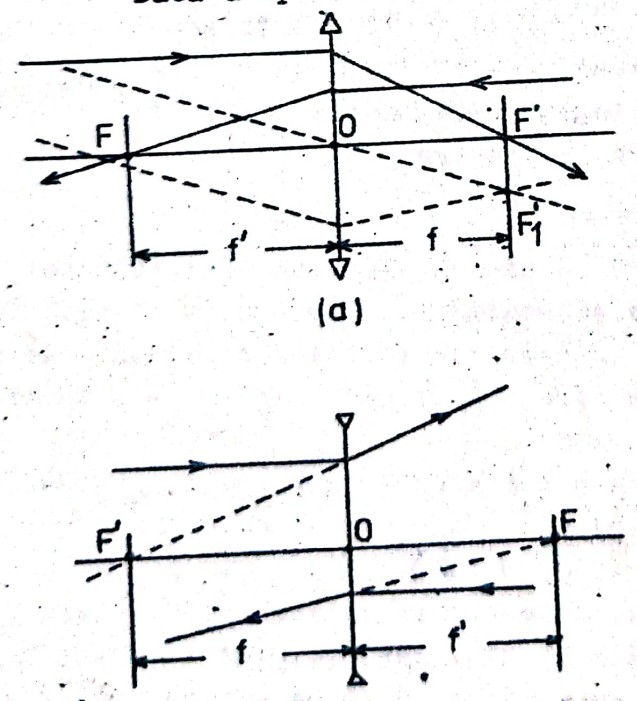


Fig.84

fasciculul incident este paralel cu o altă axă(secundară)după refracţie razele (sau prelungirile lor)se adună într-un punct F_1' aflat la aceeaşi distanţă de centrul optic ca şi focarul principal F'.In cazul razelor paraxiale putem considera că punctul F_1 se află situat în planul focal al lentilei.In mod analog,considerînd fasciculul paralel cu axa optică principală,putem construi focarul obiect F şi planul focal corespunzător.Distanţele f şi f' dintre centrul optic al lentilei şi focarele F' şi F se numesc,respectiv,<u>distanţă focală obiect</u> şi <u>distanţă focală imagine</u> a lentilei.

Am văzut că în focar se întretaie razele paralele cu axa optică principală.Aceste raze corespund unui obiect aflat la infinit, $p = \infty$ .Din formula lentilelor rezultă însă

pentru $p = \infty$:
$$p' = f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

iar pentru $p' = \infty$:
$$p = f' = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} \qquad (93)$$

Se vede astfel că

$$f' = -f$$

Distanţele focale ale elentilei sînt deci egale în valoare absolută.In acest caz am presupus că de ambele părţi ale lentilei se află acelaşi mediu.Dacă însă $n_1 \neq n_2$ distanţele focale vor fi diferite.Aplicînd teorema Lagrange-Helmholtz se poate demonstra că în acest caz,întocmai ca la dioptru

$$\frac{f'}{f} = -\frac{n_1}{n_2} \qquad (94)$$

Din această formulă rezultă că distanţele focale sînt proporţionale cu indicii de refracţie ai mediilor în care sînt situate focarele.Semnul minus arară că distanţele focale f şi f' sînt de semne contrare adică focarele se situiază de ambele părţi ale lentilei la depărtări egale cu f şi - f' .

Distanţa focală f poate avea acelaşi semn cu p sau semn contrar în funcţie de semnul produsului

$$(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$

Dacă f şi p au semne contrarii atunci <u>focarul</u> este determinat de intersecţia razelor şi este <u>real</u> (fig.84 a).Dacă însă f şi p au acelaşi semn focarul se formează de aceeaşi parte a lentilei,în care este şi obiectul, la intersecţia prelungirii razelor.

El este un <u>focar virtual</u> (fig.84 b) .Acelaşi lucru putem să spunem şi despre f'.Din expresia distanţelor focale rezultă de-asemenea că dacă unul din focare este real atunci este real şi celălalt focar iar dacă unul din focare este virtual şi al doi-lea focar va fi deasemenea virtual.

Dacă focarele sînt reale,adică dacă razele emergente întretaie axa optică($f > 0$),lentila se numeşte <u>convergentă</u> .In cazul cînd focarele sînt virtuale($f < 0$)fasciculul paralel după ce trece prin lentilă devine divergent.O astfel de lentilă se numeşte <u>divergentă</u>.

Dacă materialul din care este confecţionată lentila are indicele de refracţie mai mare decît a mediului înconjurător ($n-1 > 0$) atunci lentilele cu mijlocul mai gros decît marginile ($1/R_1 - 1/R_2 > 0$) sînt <u>convergente</u>.Din această categorie fac parte ,de exemplu,lentilele <u>biconvexă</u>,<u>planconvexă</u> şi <u>concavconvexă</u> (<u>menisc convergent</u>) reprezentate în fig.85 a .Dacă marginile sînt mai groase decît mijlocul lentilei ($1/R_1 - 1/R_2 < 0$) atunci lentilele (<u>biconcavă</u>,<u>plan concavă</u>, şi <u>concav convexă</u>(<u>menisc divergent</u>)sînt <u>divergente</u>(fig.85 b). Dacă materialul lentilei are un indice de refracţie mai mic decît al mediului înconjurător atunci primele trei tipuri de lentile devin divergente iar celelalte convergente.Acest fapt se poate demonstra experimental introducînd într-un vas de sticlă cu apă colorată cu puţină fluoresceină o lentilă biconvexă de aer formată din unirea a două sticle de ceasornic care

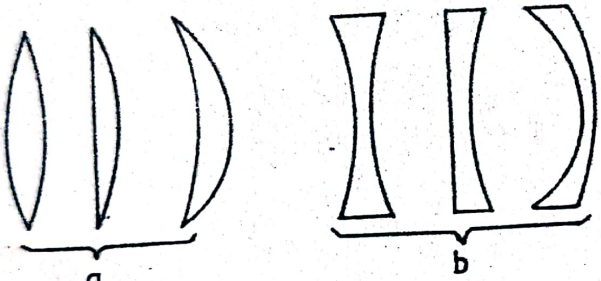


Fig.85.

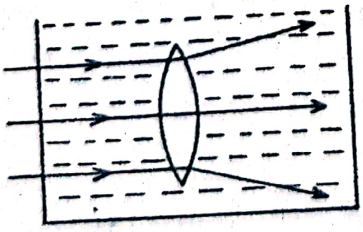


Fig.86.

închid între ele un volum de aer.Vom observa că un fascicul paralel de lumină trecînd prin această lentilă se transformă într-un fascicul divergent (fig.86).Făcînd aceeaşi experienţă cu o lentilă de aer avînd forma biconcavă vom observa că ea funcţionează ca o lentilă convergentă.Caracterul lentilei nu este deci determinat numai de forma lentilei ci şi de indicele de refracţie relativ al lentilei faţă de mediul înconjurător.Spre deosebire de oglinzi unde focarele principale sînt aşezate în anumite puncte fixe, legate numai de razele lor de curbură,la lentile poziţiile focarelor depind de mediul în care ele sînt utilizate.

Din expresia distanţei focale a unei lentile rezultă că

$$\frac{1}{f}=(n-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)$$

Putem de aceea să scriem formula lentilelor subţiri şi sub forma:

$$1/p' - 1/p = 1/f \qquad (94)$$

Descori se iau în calcul valorile absolute ale distanţelor p, p' , R_1 şi R_2 .In acest caz formula lentilelor subţiri se scrie sub forma :

$$1/p + 1/p' = \pm 1/f \qquad (95)$$

în care

$$f=\frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)} \qquad (96)$$

Semnul (+) corespunde lentilelor convergente iar (-) lentilelor divergente la care focarele fiind virtuale distanţele focale se consideră negative.

Vom da acum o demonstraţie elementară a formulei lentilei subţiri pe baza teoriei ondulatorii a luminii.Să presupunem că unda luminoasă pornită de la sursa punctiformă S a ajuns pînă la o lentilă biconvexă cu indicele de refracţie mai mare ca unitatea (fig.87),

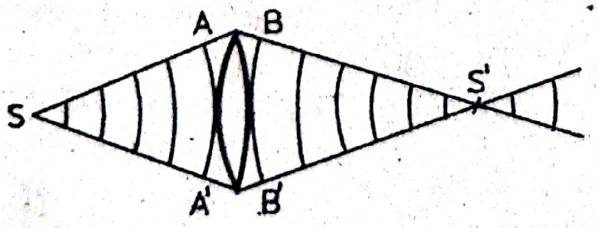


Fig.87.

In momentul următor,

mijlocul frontului de undă AA' pătrunde în lentilă mişcîndu-se aici cu o viteză mai mică decît înainte, pe cînd marginile lui se află încă în aer şi se mişcă cu aceeaşi viteză. In afară de aceasta, partea mijlocie a frontului de undă străbate prin lentilă o distanţă mai mare decît marginile lui. Ca rezultat, în momentul cînd unda iese din lentilă mijlocul ei rămîne în urmă iar marginile se vor situa înainte. In locul unui front de undă concav se obţine un front de undă convex. Unda se adună apoi în punctul S' care devine astfel imaginea punctului S.

Să luăm în considerare frontul AA' al undei care porneşte de la sursa punctiformă S aflată la distanţa p de lentilă (fig.88). După ce trece prin lentilă această undă se adună în punctul S' care este imaginea punctului S. Timpul t necesar ca frontul de undă să treacă din poziţia AA' în BB' este acelaşi pentru toate porţiunile lui. Unda va străbate în acelaşi timp drumul AB în aer şi drumul bc în lentilă. Notînd cu v_1 şi v_2 vitezele de propagare a luminii în cele două medii vom putea scrie :

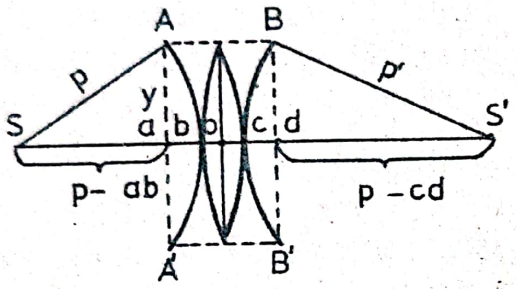


Fig.88.

$$t = AB/v_1 = bc/v_2 \qquad \text{sau}$$

$$AB = v_1/v_2 \cdot bc = nbc \text{ unde}$$

am notat cu $n = v_1/v_2$ indicele de refracţie relativ al lentilei faţă de mediu (aer).

Din figură rezultă încă că

$$AB = \underline{ab} + bo + oc + \underline{cd} = nbc = n(bo+oc)$$

sau

$$ab+cd = n(bo+oc)-(bo+oc) = (n-1)(bo+oc)$$

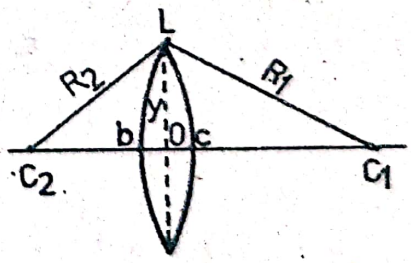


Fig 89.

Din triunghiul ASa obţinem :

$$p^2 = y^2 + (p-ab)^2 = y^2 + p^2 - 2pab + (ab)^2$$

Razele fiind paraxiale, ab este mic în comparaţie cu p din care cauză $(ab)^2$ poate fi neglijat. Rezultă deci că

$$p^2 = y^2 + p^2 - 2pab \quad \text{sau} \quad ab = -y^2/2p$$

In mod analog, referindu-ne la triunghiul BS'd obţinem :

$$cd = y^2/2p'$$

Să reprezentăm din nou lentila biconvexă (fig.89). Fie C_1 şi C_2 centrele suprafeţelor care mărginesc lentila iar R_1 şi R_2 razele lor de curbură. Din triunghiul LOC_2 rezultă :

$$R_2^2 = y^2 + (R_2 - OC)^2 = y^2 + R_2 - 2R_2 OC + (OC)^2$$

Lentila fiind subţire, grosimea ei este mică în comparaţie cu razele de curbură din care cauză $(OC)^2$ poate fi neglijat. Putem scrie prin urmare :

$$R_2^2 = y^2 + R_2 - 2R_2 OC \quad \text{sau} \quad OC = y^2/2R_2$$

In mod analog, din triunghiul LOC_1 rezultă

$$bo = y^2/2R_1$$

Inlocuind în relaţia stabilită mai înainte obţinem, după simplificare cu $y^2/2$:

$$1/p + 1/p' = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2) \qquad (97)$$

Am obţinut astfel formula lentilelor subţiri, echivalentă cu formula (92) dacă ţinem seama de convenţia făcută asupra semnelor conform căreia distanţele p şi R_2 sînt negative.

După cum am mai arătat dacă fasciculul de lumină vine de la o sursă aflată la infinit, după refracţie el se adună în focarul lentilei. Prin urmare, pentru $p = \infty$, $p' = f$ şi deci :

$$1/f = (n-1)(1/R_1 + 1/R_2) \qquad (98)$$

Inlocuind în relaţia precedentă putem scrie formula lentilelor subţiri şi sub următoarea formă :

$$1/p + 1/p' = 1/f \qquad (99)$$

Mărimea 1/f poartă denumirea de <u>convergenţa lentilei</u>. Ea se măsoară în <u>dioptrii</u>. <u>Dioptria este convergenţa unei lentile a cărei</u>

distanţă focală imagine este de 1 metru. Cunoscînd distanţa focală exprimată în metri putem calcula convergenţa şi invers.Astfel, dacă distanţa focală a unei lentile este egală,de exemplu, cu 25 cm=0,25 m atunci convergenţa ei C va fi egală cu

$$C = 1/f = 1/0,25 = 4 \text{ dioptrii}$$

Dacă, de exemplu, C=2 dioptrii rezultă că

$$f = 1/C = 1/2.m = 50 \text{ cm}$$

Am considerat cazul lentilelor subţiri;însă în cazul cînd lentila este groasă avînd o grosime apreciabilă d , relaţia care ne dă convergenţa se va calcula cu ajutorul formulei (91) dedusă pentru un sistem de doi dioptri care formează o lentilă groasă. După cum se vede pentru d foarte mic această formulă generală se reduce la formula cunoscută a lentilelor subţiri.

3.1.Construcţia imaginilor în lentile

Pentru a construi imaginea unui obiect trebuie să construim imaginile diferitelor puncte ce constituie obiectul.Pentru simplitate se consideră,de obicei,ca obiect o dreaptă perpendiculară pe axa optică principală.Imaginea unui punct de pe obiect se construieşte cu ajutorul razelor de lumină al căror mers după trecere prin lentilă îl cunoaştem.Astfel,raza paralelă cu axa optică principală după refracţie va trece prin focarul lentilei. Raza care trece prin centrul optic nu-şi schimbă direcţia.Raza care trece prin focarul lentilei după refracţie devine paralelă cu axa optică principală.Astfel,de exemplu,construcţia imaginii A'B' a obiectului AB într-o lentilă convergentă este dată în fig. 90 pentru două cazuri :a)cînd obiectul se află faţă de lentilă la o distanţă mai mare decît distanţa focală a lentilei, imaginea se formează de cealaltă parte a lentilei la întretăierea razelor. Ea este deci reală.b)Cînd obiectul se află între focar şi lentilă imaginea se formează de aceeaşi parte a lentilei la întretăierea prelungirilor razelor.Ea este deci virtuală.

Cu ajutorul aceloraşi raze se construieşte imaginea şi în lentilele divergente.Pentru orice poziţie a obiectului această imagine este virtuală(fig.91).Prelungirile razelor şi imaginile virtuale se reprezintă cu linii întrerupte.

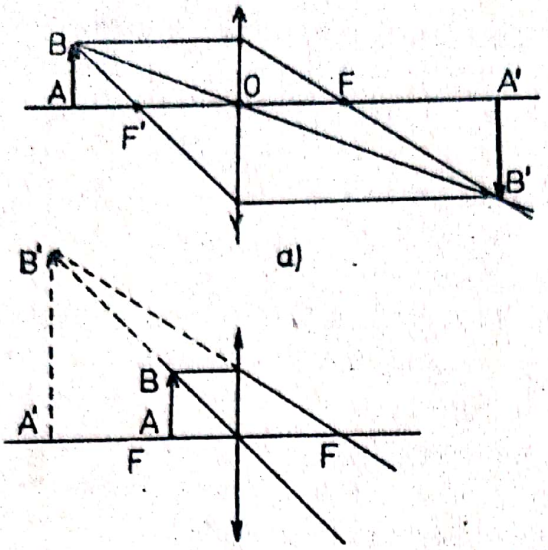


Fig.90

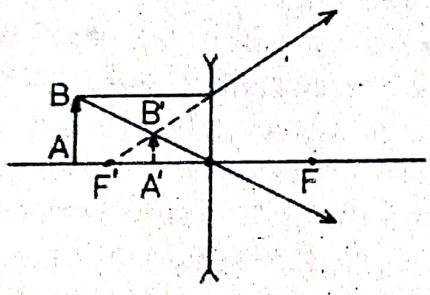


Fig.91

Notînd cu x şi x' distanţele de la obiect respectiv imagine pînă la focare putem exprima formula lentilelor în forma dată de Newton(fig.92).
Din figură rezultă :

$p = f + x$ şi

$p' = f + x'$

Inlocuind în formula lentilelor obţinem

$$\frac{1}{f+x} + \frac{1}{f+x'} = \frac{1}{f}$$

sau, după ce facem calculele corespunzătoare, obţinem

$$xx' = f^2 \qquad (100)$$

Această formulă poate fi uşor interpretată. Intr-adevăr ,

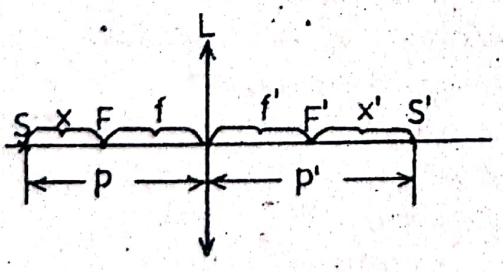


Fig.92

- Dacă obiectul se află la infinit : $x = \infty$ iar $x' = 0$. Imaginea unui astfel de obiect se formează deci în focar.

- Dacă obiectul se află dincolo de dublul distanţei focale: $x > f$ iar $x' < f$ .Imaginea se formează deci între focar şi dublul distanţei focale.
- Dacă obiectul se află la dublul distanţei focale : $x=f$,deci $x'=f$ .Imaginea se formează tot la dublul distanţei focale.
- Dacă obiectul se află între focar şi dublul distanţei focale: $x < f$ iar $x' > f$ .Imaginea se formează deci dincolo de dublul distanţei focale.
- Dacă obiectul se află în focar : $x=0$ iar $x'=\infty$ .Imaginea este aruncată la infinit (nu se formează).
- Dacă, în sfîrşit, obiectul se află între focar şi lentilă ; $x < 0$ deci şi $x' < 0$.Imaginea este virtuală şi se formează de aceeaşi parte a lentilei.

Ca şi în cazul dioptrului sferic deosebim la lentile mărirea liniară transversală, mărirea liniară longitudinală şi mărirea unghiulară.

a)Prin <u>mărire liniară transversală</u> se înţelege mărimea egală cu raportul dintre mărimea imaginii şi mărimea obiectului:

$$\alpha = A'B'/AB = y'/y \qquad \text{(fig.93)}$$

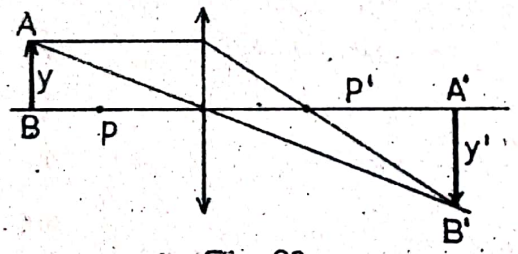


Fig. 93

Din figură rezultă că

$$\alpha = p'/p$$

Deoarece $p' = f + x'$ iar

$$p = f + x$$

avem deasemenea :

$$\alpha = \frac{f+x'}{f+x}$$

Folosind formula lui Newton $xx' = f^2$ din care rezultă $x' = f^2/x$ obţinem prin înlocuire, după simplificările corespunzătoare :

$$\alpha = \frac{y'}{y} = p'/p = f/x \qquad \text{(lol)}$$

Vom interpreta acum această relaţie :

- Dacă obiectul se află la infinit, $x=\infty$ şi $\alpha = \frac{f}{\infty} = 0$.Imaginea este prin urmare punctiformă şi după cum ştim ea se formează în focar.
- Dacă obiectul se apropie de lentilă atunci x se micşorează iar mărirea transversală $\alpha = f/x$ creşte.
- Dacă obiectul se află la dublul distanţei focale $x=f$ iar $\alpha = f/f = 1$ .Imaginea este egală cu obiectul.

- Dacă obiectul se află între focar şi dublul distanţei focale, $x < f$ iar $\alpha > 1$ .Imaginea este în acest caz mai mare ca obiectul.
- Dacă obiectul se află în focar, $x=0$ iar $\alpha = f/0 = \infty$ .Imaginea este infinită (nu se formează o imagine finită).

b)Prin <u>mărirea liniară longitudinală</u> înţelegem ca şi în cazul dioptrului mărimea $\beta = dx'/dx$ .Diferenţiind formula lui Newton $xx' = f^2$ obţinem

$$\beta = - x'/x \qquad (1o2)$$

c)In sfîrşit, pentru mărirea unghiulară γ se obţine ca şi la dioptru relaţia :

$$\gamma = p/p' = x/f = 1/\alpha \qquad (1o3)$$

3.2 <u>Iluminarea imaginii</u>

Putem trece acum să calculăm <u>iluminarea E</u> a imaginii unui obiect îndepărtat într-o lentilă.Fluxul de lumină care porneşte de la obiectul luminos se propagă în toate direcţiile şi numai o parte din el trece prin lentilă.Imaginea unui obiect îndepărtat se formează în apropierea planului focal al lentilei:

$$p' \simeq f \ .$$

Din expresia măririi liniare (1o1) rezultă :

$$y' = y \ .p'/p \simeq y/p \ .f$$

Suprafaţa imaginii fiind proporţională cu y'^2 rezultă că ea va fi proporţională şi cu f^2 :

$$S \sim y'^2 \sim f^2$$

Pe de altă parte,fluxul luminos care străbate lentila este proporţional cu suprafaţa secţiunii transversale a acesteia deci proporţional cu patratul diametrului si

$$\phi \sim D^2 \ .$$

Iluminarea imaginii va fi de acesa

$$E = \phi / S \sim (D/f)^2 \qquad (1o4)$$

Raportul $(D/f)^2$ poartă denumirea de <u>luminozitatea lentilei</u>.Dacă lentila este folosită ca obiectiv al unui instrument optic atunci

raportul D/f se numeşte <u>deschiderea relativă a obiectivului</u> iar $(D/f)^2$ se numeşte <u>coeficient de claritate</u> .

3.3 Asocierea lentilelor subţiri

In aparatele optice şi spectrale se folosesc deseori sisteme formate din mai multe lentile subţiri în aşa fel încît ele să aibă o axă optică comună. Intr-un astfel de sistem optic- numit sistem optic centrat - imaginea dată de prima lentilă va servi ca obiect virtual pentru cea următoare şi aşa mai departe. Pentru aflarea distanţei focale a unui astfel de sistem compus am putea aplica formulele generale pe care le-am stabilit la sisteme centrate(Cap.V.2)dar calculele se pot face şi direct în felul următor : fie de exemplu două lentile subţiri de distanţe focale f_1 şi f_2 situate la distanţa d,una de alta (fig.94).Să considerăm o rază paralelă cu axa optică care traversează prima lentilă L_1 şi care dacă nu ar fi cea de a doua lentilă L_2 ar atinge axa optică în F_1'.Focarul F_1' al primei lentile funcţionează ca obiect virtual pentru lentila L_2 iar imaginea acestuia este F',focarul sistemului.

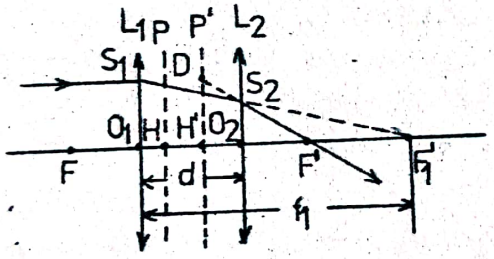


Fig 94.

Distanţa H'F' dintre planul principal imagine P' şi focarul F' este distanţa focală f a sistemului.Utilizînd formula lentilelor subţiri putem scrie pentru lentila L_2 :

$$\frac{1}{f_2}=-\frac{1}{f_1-d}+\frac{1}{O_2F'} \qquad (1o5)$$

Pe de altă parte,din asemănarea triunghiurilor $S_1O_1F_1'$ cu $S_2O_2F_1'$ şi DH'F' cu S_2O_2F' şi ţinînd seama de egalitatea $S_1O_1=DH'$ obţinem:

$$\frac{S_1O_1}{S_2O_2}=\frac{f_1}{f_1-d}=\frac{f}{O_2F'}$$

sau înlocuindu-l pe O_2F' din relaţia de mai sus putem scrie

$$f=\frac{f_1f_2}{f_1+f_2-d} \qquad (1o6)$$

sau

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}-\frac{d}{f_1 f_2} \qquad (1o7)$$

Dacă lentilele sînt lipite una de alta atunci d=0 iar

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2} \qquad (1o8)$$

. acest caz convergenţa sistemului este egală cu suma convergenţelor celor două lentile subţiri.Dacă una din lentile este divergentă se face diferenţa dintre cele două convergenţe iar ansamblul este convergent sau divergent după cum rezultatul are valoare pozitivă sau negativă.

Generalizînd rezultatul obţinut pentru un sistem format dintr-un număr oarecare de lentile subţiri lipite(acolate)obţinem :

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}+\frac{1}{f_3}+\cdots+\frac{1}{f_n} \qquad (1o9)$$

sau exprimînd convergenţele :

$$c = c_1 + c_2 + \ldots\ldots + c_n \qquad (11o)$$

Poziţiile planelor principale P şi P' pot fi determinate ţinînd seama că $H'O_2 = f - O_2F'$ şi $HO_1 = f - O_1F$ unde F este focarul obiect al sistemului.Inlocuindu-l pe O_2F' din formula(1o5)şi pe f din formula(1o6) obţinem

$$H'O_2=\frac{f_1 f_2}{f_1+f_2-d}-\frac{f_2(f_1-d)}{f_1+f_2-d}=\frac{f_2 d}{f_1+f_2-d} \qquad (111)$$

In mod analog

$$HO_1=\frac{f_1 f_2}{f_1+f_2-d}-\frac{f_1(f_2-d)}{f_1+f_2-d}=\frac{f_1 d}{f_1+f_2-d} \qquad (112)$$

Distanţa HH' dintre cele două plane principale se poate determina deasemenea din relaţiile de mai sus observînd că :

$$HH'=d-(HO_1+H'O_2)=d\left(1-\frac{f_1+f_2}{f_1+f_2-d}\right) \qquad (113)$$

Trebuie să observăm că pentru lentilele subţiri lipite($d=0$) punctele principale H şi H' se confundă într-un singur punct numit centrul optic ca şi în cazul unei singure lentile subţiri.

In ceea ce priveşte lentilele groase acestea trebuiesc considerate ca fiind sisteme optice centrate caracterizate prin cele şase puncte cardinale.Focarele acestor lentile se determină

experimental cu ajutorul unui fascicul paralel de lumină.Se obţine apoi imaginea în lentilă a unui obiect şi se măsoară distanţele X şi X' de la obiect şi respectiv de la imgine pînă la focare.Cu ajutorul formulei lui Newton $f = \sqrt{XX'}$ se calculează distanţele focale.Aşezînd această distanţă focală pe axa optică de la focarele respective determinăm punctele principale H şi H' ale lentilei groase.Cunoscînd poziţia focarelor şi a punctelor principale putem construi,aşa cum s-a arătat la studiul sistemelor optice centrate, imaginea dată de lentila groasă.

3.4 Defectele lentilelor

In raţionamentele pe care le-am făcut pînă acum am luat în consideraţie numai razele paraxiale,adică razele care sînt în apropierea axei optice principale şi formează cu aceasta unghiuri foarte mici.In acest caz imaginea unui obiect punctiform este deasemenea punctiformă.Dacă ne limităm însă la fasciculele paraxiale iluminarea imaginii va fi foarte slabă.De aceea în practică ne folosim de fascicule care nu sînt paraxiale.In acest caz imaginile obţinute prezintă o serie de defecte,dintre care mai principale sînt următoarele :

a)Aberaţia de sfericitate

Se datoreşte faptului că lentila refractă razele marginale mai puternic decît pe cele paraxiale.Intr-adevăr, lentila poate fi considerată ca o prismă cu unghi variabil avînd unghiul mai mare spre margini şi mai mic spre centru(fig.95) .Să notăm cu p' distanţa de la lentilă pînă la punctul F_o în care se adună pe axa optică principală razele paraxiale şi cu p" distanţa de la lentilă şi pînă la punctul F_m în care se adună razele marginale.Vom numi aberaţie de sfericitate longitudinală distanţa

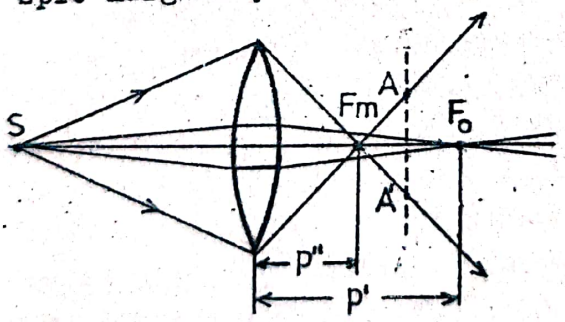


Fig.95.

$$\Delta p = p'' - p'$$

La lentilele convergente aberaţia de sfericitate longitudinală este negativă(fig.95).La cele divergente ea este pozitivă deoa-

rece faţă de sensul pozitiv al razelor de lumină focarul paraxial F_o (virtual) se află înaintea celui marginal pe cînd la lentilele convergente este invers (fig.96), Aberaţia de sfericitate apare pentru orice poziţie a obiectului, cum este dealtfel evident, dar valoarea ei depinde de poziţia acestuia. In general aberaţia are o valoare mai mică dacă fasciculul incident este paralel cu axa optică principală a lentilei. Distanţa dintre focarul paraxial şi focarul marginal (F_oF_m) poartă denumirea în acest caz de <u>aberaţie de sfericitate longitudinală principală</u>.

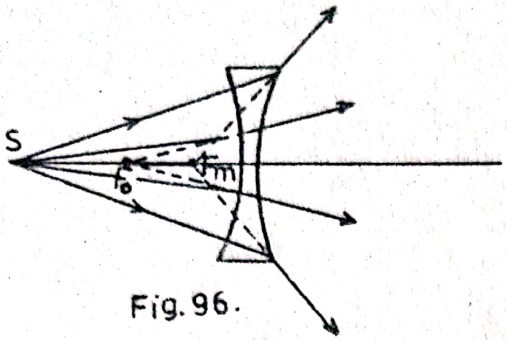


Fig. 96.

Din cauza aberaţiei de sfericitate imaginile devin şterse. Dacă plimbăm un ecran AA' (fig.95) perpendicular pe axă dealungul acesteia constatăm că în nici-o poziţie nu obţinem o imagine punctiformă a unui obiect punctiform ci totdeauna o pată luminoasă circulară cu un diametru mai mic sau mai mare în funcţie de poziţia ecranului. Această pată va avea dimensiunea cea mai mică într-un punct aflat aproximativ la jumătatea distanţei dintre cele două focare. Diametrul AA' al cercului delimitat de razele marginale pe un ecran aşezat în focarul paraxial F_o măsoară <u>aberaţia de sfericitate transversală</u> (fig.97).

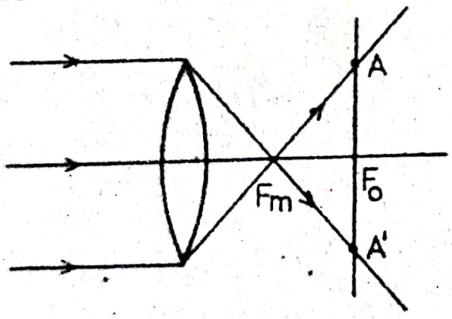


Fig. 97.

Valoarea aberaţiei de sfericitate la o lentilă depinde de indicele ei de refracţie, de razele ei de curbură, de grosimea ei şi de depărtarea de la axă a diferitelor zone circulare prin care trece lumina precum şi de felul cum sînt orientate feţele lentilei faţă de fasciculul incident. Teoria şi experienţa arată că nu există lentilă lipsită de aberaţii de sfericitate. Calcule destul de laborioase duc la concluzia că pentru ca aberaţia de sfericitate să fie redusă la minimum

este necesar ca razele de curbură ale lentilei să se afle între ele într-un anumit raport determinat de indicele ei de refracţie. Astfel, de exemplu, o lentilă convergentă cu n = 1,5 are o aberaţie minimă dacă ea este biconvexă avînd $R_2 = -6\ R_1$ şi dacă este aşezată spre fasciculul paralel de lumină cu partea cea mai bombată (care are cea mai mică rază de curbură).Intoarcerea greşită a lentilei cu faţa mai puţin bombată spre fasciculul paralel duce la mărirea aberaţiilor.Calculul arată că dacă facem lentila cu o faţă plană şi numai cu una sferică, aberaţia este doar cu puţin mai mare decît aberaţia minimă.O astfel de lentilă este însă mult mai uşor de construit.

Aberaţia de sfericitate se corijează asociind lentile convergente cu lentile divergente confecţionate din sticle cu indici de refracţie diferiţi.Astfel dacă asociem la o lentilă convergentă o lentilă divergentă cu convergenţă mai mică, care are însă o aberaţie de semn contrar, obţinem un sistem care funcţionează ca o lentilă convergentă care are o convergenţă mai mică dar şi o aberaţie mai mică. (fig.98).

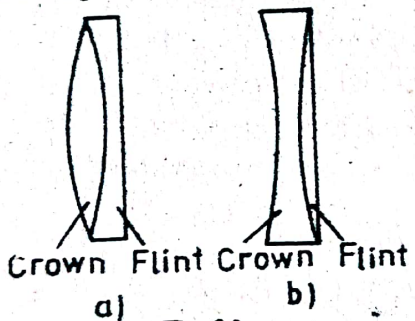


Fig.98

Prin această metodă nu putem îndepărta însă aberaţiile complet. Calculul se face în aşa fel încît aberaţia de sfericitate să se anuleze pentru o anumită zonă situată la o distanţă de la axă egală aproximativ cu trei sferturi din semidiametrul lentilei.Pentru alte distanţe de la axa optică aberaţia de sfericitate nu mai este nulă dar este mult redusă obţinîndu-se o corecţie mulţumitoare pe toată deschiderea lentilei.

O mai bună corectare a aberaţiei de sfericitate se poate face utilizînd suprafeţe asferice, dar acestea sînt mult mai greu de realizat.

Dacă aberaţia de sfericitate este complet corectată pentru punctele luminoase ale obiectului aflate pe axa optică a sistemului,aberaţia poate să mai existe pentru punctele luminoase aflate în afara axei.Din această cauză imaginea unor astfel de puncte luminoase are forma unei mici pete alungite care aminteş-

te forma unei comete.Acest defect poartă denumirea de <u>comă</u> .

Abbè a arătat că la un sistem optic corectat din punct de vedere al aberaţiei de sfericitate lipseşte şi coma, dacă sistemul îndeplineşte aşa numita condiţie de sinus :

$$yn_1 \sin u = y'n_2 \sin u' \qquad (114)$$

în care y şi y' reprezintă,respectiv,mărimea obiectului şi a imaginii sale, u şi u' - unghiurile faţă de axa optică a unei raze incidente,provenind dintr-un punct al obiectului aflat pe axa optică, şi a razei emergente corespunzătoare,iar n şi n' sînt indicii de refracţie ai mediilor din spaţiul de incidenţă şi din cel de emergenţă (fig. 72) .

Dacă unghiurile u şi u' sînt mici atunci în locul sinusurilor se pot lua chiar unghiurile iar condiţia de sinus a lui Abbè se transformă în teorema lui Lagrange-Helmholtz(Cap.V.1.) :

$$yn_1 u = y'n_2 u' \qquad (115)$$

Această condiţie poate fi satisfăcută doar pentru o pereche de plane conjugate ale sistemului.Punctele acestor plane conjugate pentru care este îndeplinită condiţia de sinus şi pentru care,deci, este înlăturată aberaţia de sfericitate şi coma, se numesc <u>puncte aplanatice</u>.

b)<u>Astigmatismul şi curbura imaginii</u>

Acest defect apare cînd fasciculul de lumină care vine de la obiect cade pe lentilă sub un unghi mare faţă de axa optică principală (fig.99) .Astigmatismul are loc şi pentru fascicule înguste dacă acestea nu sînt paraxiale.Astfel de fascicule astigmatice dau naştere la două linii focale şi anume : linia S' aflată în planul figurii,numită <u>linia focală a secţiunilor sagitale</u> şi linia S" perpendiculară pe planul figurii numită <u>linia focală a secţiunilor meridionale</u> .Distanţa S'S" dintre cele două

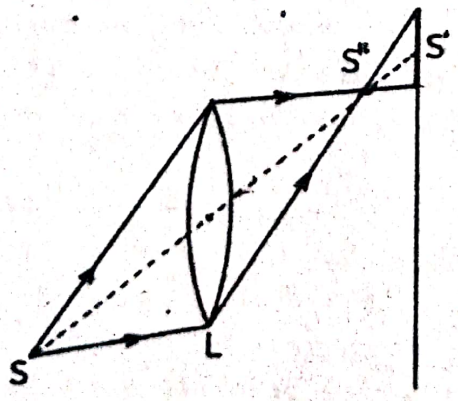


Fig. 99.

liniii focale se numeşte <u>distanţă de astigmatism</u> . Datorită astigmatismului imaginea unui punct luminos se obţine sub forma unei linii sau sub forma unei alte linii perpendiculare pe prima (fig.loo) . Dacă ecranul se aşează între cele două linii focale se obţine atunci o pată luminoasă care poate să ia diferite forme, în particular un cerc luminos şters. Astigmatismul poate fi pus în evidenţă în mod clar dacă obiectul este o placă dintr-un material transparent pe care sînt desenate cercuri concentrice prevăzute cu linii radiale.Acest obiect se aşează într-un plan perpendicular pe axa sistemului în aşa fel încît centrul cercurilor să coincidă cu axa optică principală.Se constată că în orice poziţie am aşeza un ecran perpendicular pe axa optică nu putem obţine o imagine în care să fie clare simultan şi cercurile şi liniile radiale.Dacă ecranul se aşează în planul liniilor focale ale secţiunilor meridionale(S") atunci imaginea cercurilor este clară iar a liniilor radiale neclară(fig.lol S").Aşezînd ecranul în planul liniilor focale ale secţiunilor sagitale,liniile radiale devin clare iar cercurile neclare(fig.lol S').

Fig.100.

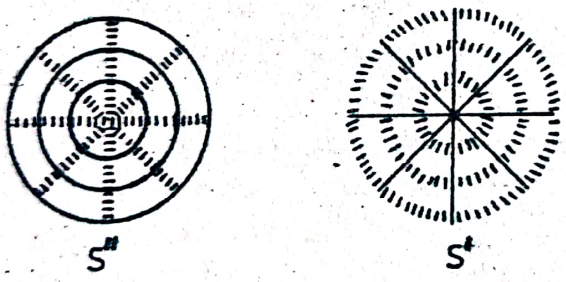


Fig.101.

Datorită astigmatismului imaginea unui obiect plan S, normal la axă, de dimensiuni de acelaşi ordin de mărime cu distanţa de la obiect la lentilă, este o dublă suprafaţă de revoluţie în jurul axei optice, o suprafaţă a imaginilor sagitale şi alta a celor meridionale. La lentilele <u>convergente</u> ambele suprafeţe au cavitatea spre lentilă astfel încît focarele sagitale(S') se află mai departe de lentilă iar cele meridionale(S") mai aproape (fig.lo2 a). La lentilele divergente ambele suprafeţe au convexitatea spre lentilă focarele sagitale (S') aflîndu-se mai a-

proape de lentilă iar cele meridionale(S^m) mai departe(fig.1o2 b) .Acest defect poartă denumirea de curbura cîmpului imaginii.

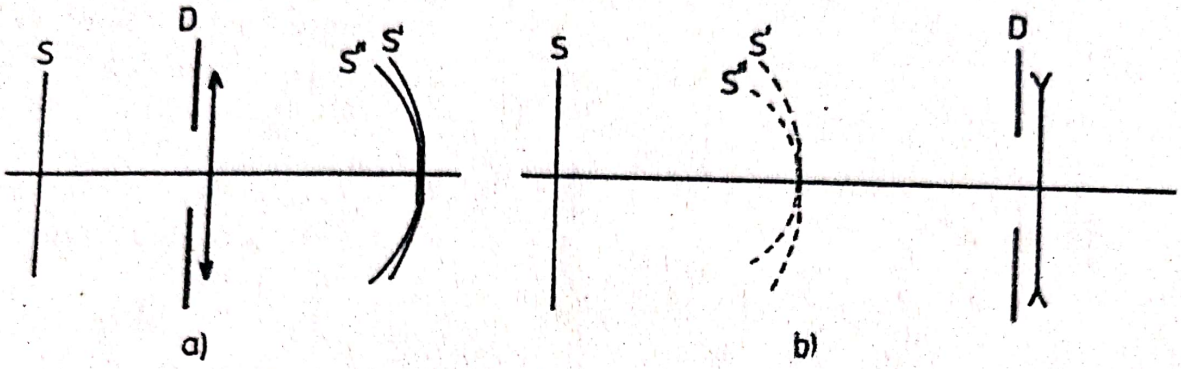


Fig.102

Astigmatismul se corectează fie asociind mai multe lentile,separate convenabil unele de altele,fie aşezînd în mod potrivit o diafragmă în faţa lentilei sau sistemului.Un astfel de sistem, corectat din punct de vedere al astigmatismului poartă denumirea de sistem anastigmat.

Odată cu înlăturarea astigmatismului se urmăreşte,de obicei, şi eliminarea curbării planului imaginii.Acest lucru este deosebit de important în fotografie, unde este necesar să se obţină imagini clare pe o suprafaţă plană sensibilă la lumină.Obiectivele fotografice de bună calitate,de acest gen,numite anastigmate , dau imagini plane clare într-un cîmp de deschidere de peste 50° .

c) Distorsiunea

Pentru reducerea aberaţiilor de sfericitate şi a astigmatismului în aparatele optice şi spectrale se folosesc deobicei diafragme care limitează diametrul fasciculului de lumină ce traversează sistemul optic.Se constată însă că prezenţa unei diafragme la o anumită distanţă înaintea sau după o lentilă, simplă sau corectată pentru unele aberaţii, produce o deformare a imaginii chiar dacă fasciculele utilizate sînt înguste.Această formă de aberaţie se numeşte distorsiune .Ea se datoreşte faptului că

mărirea transversală α a lentilei depinde de unghiul pe care-l face fasciculul cu axa optică şi, prin urmare, variază pe măsură ce ne deplasăm de la centrul imaginii spre marginile ei. Intr-adevăr, să presupunem că am aşezat o diafragmă D cu centrul în O în faţa unei lentile convergente (fig.103). In calitate de obiect folosim o reţea patratică situată într-un plan perpendicular pe axa optică a lentilei. Să considerăm pe latura patratului trei puncte succesive echidistante A, B, C din care primul situat pe axa optică. Imaginile celor trei puncte sînt date de fasciculele înguste care trec prin centrul O al diafragmei. Razele care vin de la puncte apropiate de axă vor traversa lentila prin partea centrală dar cele care vin de la puncte mai depărtate vor trece prin porţiunea marginală pentru care lentila are o convergenţă mai mare şi deci vor fi deviate mai puternic spre axă. In consecinţă, imaginea diafragmei se formează în D' pentru fasciculul CO şi în D" pentru fasciculul BO. Imaginea A'B'C' a obiectului ABC se formează în planul conjugat cu planul obiectului. Deoarece obiectul este situat mai departe de lentilă decît diafragma, imaginea lui se va forma mai aproape de lentilă decît imaginile diafragmei. Se observă însă că în aceste condiţii B'C' este mai mic decît A'B'. De aici rezultă că depărtarea punctelor imaginii de la axa sistemului creşte mai lent decît depărtarea punctelor obiect fapt care determină turtirea imaginii în părţile mai depărtate de axa sistemului. Imaginea prezintă <u>distorsiunea</u> în formă de <u>butoiaş</u> . (a=obiectul, b = imaginea).

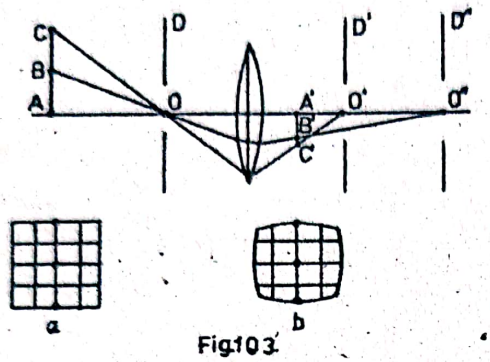


Fig.103

Un raţionament analog arată că, atunci cînd diafragma se află după lentila convergentă, distanţa B'C' este mai mare decît A'B', ceea ce dă <u>distorsiunea</u> sub formă de <u>pernuţă</u> (fig. 104) . In cazul unei lentile divergente lucrurile se petrec invers - cu diafragma înainte avem distorsiune în pernuţă iar cu diafragma după lentilă, distorsiune în butoiaş.

De aceste defecte trebuie ţinut seama în special la construcţia instrumentelor optice destinate pentru ridicarea de hărţi în geodezie şi în cartografia aeriană. Distorsiunea se corijează asociind

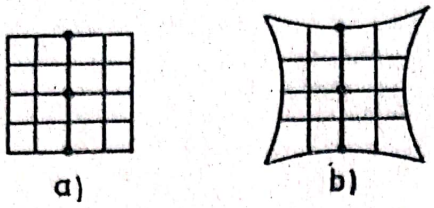


Fig.104.

două lentile identice între care se aşează simetric o diafragmă. In acest caz dacă prima lentilă dă o distorsiune în formă de pernuţă cealaltă dă o distorsiune în formă de butoiaş aşa că defectele se compensează între ele. Astfel de sisteme se numesc <u>dublete simetrice</u> .

d) <u>Aberaţia cromatică</u>

Pînă acuma ne-am referit la lumina monocromatică pentru care indicii de refracţie ai materialelor optice au valori bine determinate. In instrumentele optice se întrebuinţează în marea majoritate a cazurilor lumina albă care este formată dintr-o infinitate de radiaţii de diferite lungimi de undă. Datorită dependenţei indicelui de refracţie de lungime de undă diferite radiaţii sînt refractate în mod diferit prin lentilă. Cel mai puternic sînt refractate radiaţiile violete iar cel mai slab radiaţiile roşii. Astfel dacă considerăm un fascicul de lumină albă paralel cu axa optică a lentilei (o sursă punctiformă situată la infinit) radiaţiile violete se adună pe axa optică principală în focarul F_v iar cele roşii în focarul corespunzător F_r (fig.105). Focarele celorlalte radiaţii se interpun între aceste două focare. Din această cauză dacă aşezăm un ecran între F_v şi F_r obţinem ca imagine o pată colorată la margini. Dacă ecranul se aşează în planul care trece prin F_v se obţine o pată circulară colorată la marginea exterioară în roşu iar la centru în violet.

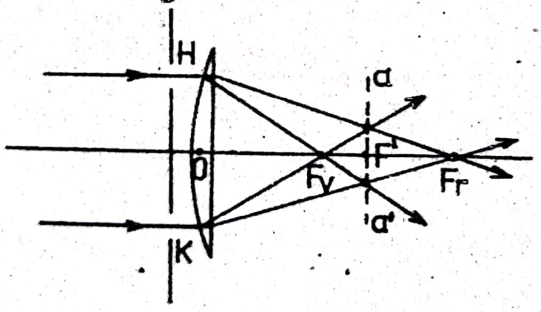


Fig.105.

Aşezînd ecranul în F_r se obţine o pată colorată la margini în violet iar la mijloc în roşu.Acest defect poartă denumirea de aberaţie cromatică. In poziţia aa' diametrul petei circulare este minim şi din această cauză această pată poate fi considerată ca imaginea în lumină albă a sursei punctiforme de la infinit.In această poziţie pata de lumină are marginea albă ,rezultată din contopirea celor două radiaţii.

Distanţa $\Delta f = f_r - f_v = F_v F_r$ se numeşte aberaţie cromatică longitudinală .Calculele arată că această mărime este proporţională cu distanţa focală a lentilei şi nu depinde de diametrul deschiderii lentilei : $\Delta f = f/\nu$ unde $f = OF'$ este distanţa focală medie a lentilei iar ν este numărul lui Abbè.

Raza minimă ρ a petei circulare,care se obţine aproximativ la mijlocul distanţei $F_v F_r$,poartă denumirea de aberaţie cromatică transversală. Această mărime este proporţională cu diametrul deschiderii lentilei şi nu depinde de distanţa focală. Intr-adevăr,din triunghiurile asemenea HF_vK şi aF_va' , HF_rK şi aF_ra' obţinem :

$$\frac{aa'}{HK} = \frac{F_vF}{OF} = \frac{FF_r}{OF} = \frac{F_vF_r}{2OF}$$

sau

$$\rho = h\frac{\Delta f}{2f}$$

unde am notat $aa' = \rho$, $HK = h$, $OF = f$.

Deoarece însă $\Delta f = f/\nu$ rezultă că $\rho = h/2\nu$.

Pentru lentilele convergente f are o valoare pozitivă şi deci $f_r > f_v$ .Pentru lentilele divergente avem o dispunere inversă a focarelor ; f este negativ şi deci $f_r < f_v$ .In aceste condiţii este posibil ca prin asamblarea a două lentile, una convergentă şi alta divergentă,să se obţină o lentilă compusă convergentă sau divergentă la care distanţa $f_r - f_v$, în valoare absolută, să fie minimă sau chiar nulă.O astfel de lentilă la care aberaţia cromatică este compensată poartă denumirea de lentilă acromatizată .

Acromatizarea nu se poate face în mod riguros pentru toate radiaţiile şi din această cauză lentilele se acromatizează de obicei pentru două radiaţii,de exemplu pentru radiaţiile F ($\lambda = 4861$ Å) şi C ($\lambda = 6563$ Å) .

După cum ştim pentru două lentile subţiri convergenţa sistemului este egală cu suma convergenţelor componentelor :

$$C = c_1 + c_2 = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = (n_1-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+(n_2-1)\left(\frac{1}{R_3}-\frac{1}{R_4}\right)$$

Pentru ca sistemul să fie acromatizat este necesar ca focarul pentru radiaţia albastră (F) să coincidă cu focarul pentru radiaţia roşie (C) .Acest lucru se poate exprima scriind că variaţia convergenţei totale ΔC cînd trecem de la o lungime de undă la cealaltă este nulă.

$$\Delta C = (n_{1F} - n_{1C})\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+(n_{2F}-n_{2C})\left(\frac{1}{R_3}-\frac{1}{R_4}\right)=0$$

Pe de altă parte pentru radiaţia galbenă D a sodiului(λ =5893 Å) distanţele focale f_{1D} şi f_{2D} vor fi date de relaţiile

$$\frac{1}{f_{1D}} = (n_{1D}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right) \text{ şi } \frac{1}{f_{2D}} = (n_{2D}-1)\left(\frac{1}{R_3}-\frac{1}{R_4}\right)$$

Inlocuind aceste relaţii în relaţia precedentă obţinem :

$$\frac{1}{f_{1D}}\cdot\frac{(n_{1F}-n_{1C})}{n_{1D}-1}+\frac{1}{f_{2D}}\cdot\frac{(n_{2F}-n_{2C})}{n_{2D}-1}=0$$

Sau, introducînd numerele lui Abbè ν_1 şi ν_2 pentru cele două sorturi de sticlă şi luînd pentru f_1 şi f_2 valorile lor medii f_{1D} şi f_{2D} obţinem condiţia de acromatizare sub forma

$$f_1\nu_1 + f_2\nu_2 = 0 \qquad (116)$$

Coeficienţii ν_1 şi ν_2 fiind totdeauna pozitivi această condiţie poate fi satisfăcută numai dacă una din lentile este divergentă. Deoarece însă lentila compusă trebuie să fie sau convergentă sau divergentă înseamnă că $|f_1| \neq |f_2|$ şi deci $\nu_1 \neq \nu_2$,adică cele două lentile trebuie să fie construite din sticle optice diferite. Genul lentilei acromatizate este acelaşi cu genul lentilei componente cu indicele de dispersie mai mare.Astfel,dacă dorim să construim o lentilă acromatizată convergentă combinăm o lentilă convergentă de crown (ν_1=55) cu o lentilă divergentă de flint (ν_2 = 36) .Pentru a evita pierderi de lumină prin reflexii suplimentare,lentilele se lipesc una de alta.O faţă concavă a unei lentile se face de aceeaşi curbură cu o faţă convexă a

După cum ştim pentru două lentile subţiri convergenţa sistemului este egală cu suma convergenţelor componentelor :

$$C = c_1 + c_2 = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = (n_1 - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + (n_2 - 1)\left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_4}\right)$$

Pentru ca sistemul să fie acromatizat este necesar ca focarul pentru radiaţia albastră (F) să coincidă cu focarul pentru radiaţia roşie (C) .Acest lucru se poate exprima scriind că variaţia convergenţei totale ΔC cînd trecem de la o lungime de undă la cealaltă este nulă.

$$\Delta C = (n_{1F} - n_{1C})\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) + (n_{2F} - n_{2C})\left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_4}\right) = 0$$

Pe de altă parte pentru radiaţia galbenă D a sodiului(λ =5893 Å) distanţele focale f_{1D} şi f_{2D} vor fi date de relaţiile

$$\frac{1}{f_{1D}} = (n_{1D} - 1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) \text{ şi } \frac{1}{f_{2D}} = (n_{2D} - 1)\left(\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_4}\right)$$

Inlocuind aceste relaţii în relaţia precedentă obţinem :

$$\frac{1}{f_{1D}} \cdot \frac{(n_{1F} - n_{1C})}{n_{1D} - 1} + \frac{1}{f_{2D}} \cdot \frac{(n_{2F} - n_{2C})}{n_{2D} - 1} = 0$$

Sau, introducînd numerele lui Abbè ν_1 şi ν_2 pentru cele două sorturi de sticlă şi luînd pentru f_1 şi f_2 valorile lor medii f_{1D} şi f_{2D} obţinem condiţia de acromatizare sub forma

$$f_1\nu_1 + f_2\nu_2 = 0 \qquad (116)$$

Coeficienţii ν_1 şi ν_2 fiind totdeauna pozitivi această condiţie poate fi satisfăcută numai dacă una din lentile este divergentă. Deoarece însă lentila compusă trebuie să fie sau convergentă sau divergentă înseamnă că $|f_1| \neq |f_2|$ şi deci $\nu_1 \neq \nu_2$,adică cele două lentile trebuie să fie construite din sticle optice diferite. Genul lentilei acromatizate este acelaşi cu genul lentilei componente cu indicele de dispersie mai mare.Astfel,dacă dorim să construim o lentilă acromatizată convergentă combinăm o lentilă convergentă de crown (ν_1=55) cu o lentilă divergentă de flint (ν_2 = 36) .Pentru a evita pierderi de lumină prin reflexii suplimentare,lentilele se lipesc una de alta.O faţă concavă a unei lentile se face de aceeaşi curbură cu o faţă convexă a

celeilalte, iar una din fețe se face plană(fig.106). Lentila a)este convergentă iar b)-divergentă.

Fig.106

Abbé a reușit să construiască sisteme, în care au fost realizate în același timp eliminarea aberațiilor de sfericitate pentru trei radiații, pentru care a fost realizată și acromatizarea.Astfel de sisteme sînt compuse din trei lentile de sticle diferite și poartă denumirea de apocromate .

CAPITOLUL VI

INSTRUMENTE OPTICE

Prin instrument optic se înțelege o combinație de lentile, oglinzi,diafragme și alte părți ajutătoare destinată obținerii de imagini ale obiectelor luminoase sau iluminate.Deoarece în ultimă analiză imaginile reale sau virtuale obținute cu ajutorul aparatelor optice sînt privite cu ochiul este util ca acest capitol să înceapă cu studiul ochiului și a vederii.

§1. Ochiul și vederea

Ochiul este organul vederii.Cu ajutorul lui se pot observa direct obiectele sau imaginile date de diferite instrumente optice.Din punct de vedere optic ochiul este o cameră obscură de formă aproape sferică înăuntrul căreia se află o serie de medii refringente care la un loc alcătuiesc un sistem optic complex (fig.107).Învelitoarea exterioară a globului ocular,de culoare

albă aproape perfect opacă, se numeşte sclerotică .In partea de dinainte a ochiului sclerotica este mai bombată şi este alcătuită dintr-un înveliş transparent numit cornee.In spatele acesteia se află un spaţiu mic umplut cu un lichid transparent numit umoarea apoasă cu indicele egal cu 1,336.Urmează apoi cristalinul în formă de lentilă alcătuit din straturi de ţesuturi elastice transparehte al căror indice de refracţie descreşte de la centru spre margine.Indicele de refracţie mediu al cristalinului este egal cu 1,4 .Cristalinul este susţinut de o membrană circulară prin.intermediul muşchilor ciliari .Fasciculul luminos care vine spre cristalin este limitat de iris care funcţionează ca o diafragmă cu deschidere variabilă. Această deschidere o numim pupila .

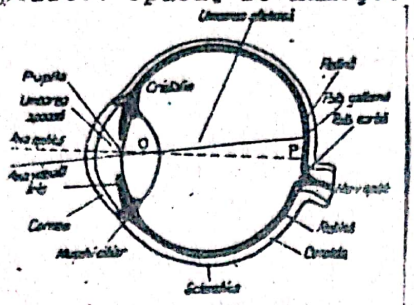


Fig.107

Diametrul pupilei variază între 7-8 mm la iluminare slabă şi 1-2 mm la iluminarea puternică.In spatele cristalinului se află un lichid gelatinos numit umoarea sticloasă cu indicele de refracţie egal cu 1,336.Acest lichid este mărginit în partea de dinapoi a ochiului cu un ţesut sensibil la lumină numit retină . In retină se termină ramificaţiile nervului optic .Elementele sensibile la lumină aflate în retină sînt conurile şi bastonaşele .Aceste celule sensibile la lumină îndeplinesc funcţii deosebite.Conurile sînt capabile să aprecieze culoarea radiaţiei şi sînt mai puţin sensibile la excitarea luminoasă în timp ce bastonaşele sînt extrem de sensibile la lumină dar nu apreciază culoarea radiaţiei.Conurile şi bastonaşele conţin nişte substanţe-iodopsina şi radopsina-, care sub acţiunea luminii suferă modificări fotochimice în urma cărora energia pusă în libertate excită nervul optic şi impulsul nervos este transmis la creer.Distribuţia conurilor şi bastonaşelor nu este uniformă.Părţile periferice ale retinei conţin numai bastonaşe pe cînd conurile se află în partea centrală a acesteia.Regiunea cea mai sensibilă la lumină se află în dreptul cristalinului.Ea poartă denumirea de pata galbenă , şi are un diametru de aproximativ 2 mm.In locul

unde nervul optic pătrunde în ochi avem pata oarbă în care celulele sensibile lipsesc cu desăvîrşire.

Dacă se trece de la o iluminare puternică la una slabă bastonaşele nu ajung momentan la maximum de sensibilitate. Din această cauză dacă trecem brusc de la o iluminare puternică la una slabă la început nu vedem nimic .După un timp oarecare ochiul "se obişnuieşte" şi noi începem să distingem obiectele şi chiar unele detalii de pe acestea.Această proprietate a ochiului poartă denumirea de adaptare. La adaptare completă se ajunge ţinînd ochiul în întuneric timp de 3o-4o minute.Sensibilitatea ochiului se defineşte ca fluxul luminos minim care mai poate fi perceput.Sensibilitatea ochiului complet adaptat este foarte mare.El reacţionează încă la fluxuri de energie luminoase de ordinul 4.10^{-17} j/s ,sensibilitatea maximă fiind pentru radiaţiile verzi(Cap.II.1.) .

Fluxul maximal care mai poate fi primit de ochi este de ordinul a 2.10^{-5} j/s.Fluxurile mai mari dau senzaţii luminoase puternice şi pot distruge retina.Acelaşi lucru se poate întîmpla şi în cazul cînd ochiul trece brusc de la fluxuri slabe la fluxuri puternice.Intensitatea senzaţiei vizuale nu ajunge deodată la maximum şi nu dispare deodată.Ea se menţine încă aproximativ o,1 secunde după ce lumina a încetat.Din această cauză o sursă luminoasă care se întrerupe mai des decît de 1o ori pe secundă,pare că luminează continuu.

Din punct de vedere optic, mediile refringente din care este alcătuit ochiul funcţionează ca o lentilă convergentă cu centrul optic în O şi cu axa optică principală OP. Convergenţa acestei lentile este egală cu aproximativ 58 dioptrii.Deoarece obiectul şi imaginea se află în medii cu indici de refracţie diferiţi,distanţele focale ale ochiului sînt şi ele diferite : în afara ochiului $f' = 17,1$ mm iar înăuntrul lui $f = 22,8$ mm.Ca să vedem clar un obiect este necesar ca imaginea lui clară să se formeze pe retină.Ştim însă că distanţa la care se formează imaginea de lentilă depinde de distanţa la care se află obiectul de ea.Rezultă de aici că ochiul trebuie să-şi modifice convergenţa în aşa fel încît imaginea să se formeze în acelaşi loc pe retină în cazul cînd depărtarea de la obiect la ochi variază.Acest lucru se realizează prin modificarea curburilor celor două feţe

ale cristalinului cu ajutorul mușchilor ciliari.In stare liniștită ochiul are raza de curbură cea mai mare și este obișnuit să vadă clar obiectele îndepărtate.Dacă obiectul se apropie cristalinul se bombează,refractă lumina mai puternic, aducînd imaginea pe retină.Această proprietate a ochiului,de a aduce imaginea obiectelor pe retină, se numește acomodare .Acomodarea se face instinctiv din momentul în care ne fixăm privirea asupra acelui obiect.In același timp,ochiul se rotește în orbita sa astfel ca axa optică să se îndrepte către obiectul privit.Punctul cel mai îndepărtat la care ochiul se mai poate acomoda se numește punctum remotum. . La un ochi normal acest punct se află la infinit. La ochiul miop această distanță poate scădea pînă la 1 metru și chiar mai puțin.Punctul cel mai apropiat la care se mai poate acomoda ochiul se numește punctum proximum. La tineri acest punct se află la 10-15 cm ,iar la oamenii mai în vîrstă la 20-25 cm. Distanța dintre punctum remotum și punctum proximum se numește distanță de acomodare.La un ochi normal distanța de acomodare este egală cu infinit.

Pentru ca să privim un obiect timp îndelungat fără ca ochiul să obosească, trebuie să ținem obiectul la o depărtare de aproximativ 25 cm.Această distanță se numește distanța de vedere optimă .

La ochi deosebim următoarele defecte mai frecvente : presbitia, miopia,hipermetropia și astigmatismul. Aceste defecte constau în următoarele :

- ochiul presbit la care puterea de acomodare este slăbită ca urmare a faptului că odată cu vîrsta sau din alte motive cristalinul devine mai puțin elastic și își pierde capacitatea de a-și modifica convergența.Distanța de acomodare se micșorează ajungînd în unele cazuri egală cu zero.Pentru corijarea acestui defect se utilizează două feluri de ochelari,unii pentru vederea de aproape și alții pentru vederea la distanță ;
- ochiul miop la care convergența de repaus a ochiului este prea mare din care cauză imaginea se formează înaintea retinei.Punctum proximum este la distanțe mai mici de 25 cm.ajungînd pînă la 5 cm.Acest defect se corijează cu ajutorul lentilelor divergente.Ansamblul ochi-lentilă devine astfel mai puțin convergent și imaginea se formează pe retină.

- ochiul hipermetrop la care convergenţa este prea mică din care cauză imaginea se formează în spatele retinei.Punctum proximum se deplasează la distanţe mai mari de 25 cm.Acest defect se corijează cu ajutorul lentilelor convergente de distanţe focale convenabile.
- ochiul astigmat la care suprafaţa cristalinului nu mai este sferică ci prezintă două plane de simetrie de obicei perpendiculare reciproc.Convergenţa ochiului este diferită în acestedouă plane.Un astfel de ochi nu poate vedea clar simultan două drepte perpendiculare situate în acelaşi plan.Defectul se corijează cu lentile sfero-cilindrice care egalizează convergenţele ochiului după cele două plane.

Deoarece imaginea se formează întodeauna pe retină construim imaginile în ochi în modul următor : ducem din punctul respectiv al obiectului (punctul A de ex.) o dreaptă care trece prin centrul optic al cristalinului(fig.108). Punctul în care această dreaptă întîlneşte retina(punctul A') reprezintă imaginea punctului respectiv.Unghiul α, format între razele care pornesc de la capetele obiectului spre centrul optic al cristalinului poartă denumirea de unghi vizual.După cum se vede din figura de mai sus acest unghi determină mărimea imaginii care se formează pe retină.Din această cauză,de exemplu,Soarele şi Luna par egale deoarece le vedem sub acelaşi unghi.Cu cît unghiul vizual este mai mare cu atît vedem pe obiect mai multe detalii. Posibilitatea ochiului de a vedea detalii(puterea de separare)este condiţionată de structura retinei.S-a stabilit că două obiecte circulare)(sau două puncte)ale căror imagini se fac pe celule diferite vor fi percepute distinct dacă între ele se află cel puţin o celulă neiluminată.Cum conurile sînt situate la o distanţă de aproximativ 2,5 μm unele de altele înseamnă că distanţa minimă dintre două puncte imagine distincte este de 5 μm.Considerînd distanţa de la cristalin la retină de 15 mm,rezultă că

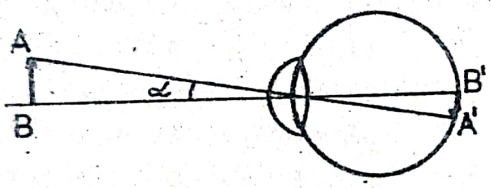


Fig.108.

unghiul vizual α = o,oo5 mm/15 mm = o,ooo33 radiani cea ce corespunde unui unghi de un minut.Experienţa arată că dacă două puncte de pe obiect sînt văzute sub un unghi mai mic de 1' ,imaginea lor se formează pe un singur bastonaş,iar noi vedem un singur punct(două puncte confundate).Rezultă deci că pentru a vedea distinct două puncte obiect foarte apropiate este necesar ca unghiul vizual să fie cel puţin egal cu 1'(pentru un ochi normal).In unele cazuri,în funcţie de calităţile ochiului,acest unghi poate scădea la 3o" sau chiar lo".

In general vorbind, vederea este un proces psihofiziologic complicat în care intervin memoria,simţurile altor organe etc.Intr-o serie de cazuri ochiul nu este în măsură să aprecieze exact raportul dintre mărimile geometrice ale obiectelor.

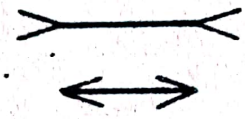


Fig.109.

Aceste cazuri poartă denumirea de <u>iluzii optice</u>. Un exemplu de iluzie optică îl avem în desenul din fig. lo9 unde se pare că segmentul de dreaptă aflat dedesubt este mai mic decît cel de deasupra.

In procesul vederii un rol însemnat îl joacă faptul că noi privim obiectele cu amîndoi ochii(vederea este <u>binoculară</u> sau <u>stereoscopică</u>).Datorită contopirii în creer a senzaţiilor care vin de la ambii ochi noi vedem o singură imagine a obiectului privit.In acest mod putem să avem senzaţia de relief şi să ne dăm seama de depărtarea la care se află obiectele de noi.Ca să vedem obiectul S aflat la distanţa ℓ (fig. llo),trebuie să rotim ochiul sub un unghi ε pe care îl numim <u>unghi de paralaxă</u> .Din figură se vede că tg $\varepsilon = d/\ell$ .Deoarece ε este mic :

$\varepsilon = d/\ell$ sau $\ell = d/\varepsilon$

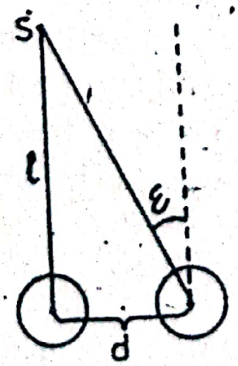


Fig.110.

Vederea stereoscopică are loc începînd de la valori ale lui ε mai mari decît o anumită valoare minimă

ε_{min}. In mod obişnuit $\varepsilon_{min} = 1'$ pentru care ℓ este mai mic sau cel mult egal cu 25o m.Dincolo de această limită obiectele par a fi la aceeaşi distanţă, în acelaşi plan.La unii oameni ε_{min} ajunge pînă la 2o" în care caz ℓ ajunge pînă la aproximativ 75o m. In ceea ce priveşte distanţa pînă la obiectele mai îndepărtate acestea se apreciază în mod indirect de exemplu după dimensiunile unghiulare aparente ale obiectelor cunoscute.

Vederea stereoscopică poate fi demonstrată prin următoarea experienţă simplă.Luăm în fiecare mînă cîte un creion şi încercăm să suprapunem repede vîrfurile lor.Reuşim să facem uşor aceasta dacă privim cu ambii ochi.Dacă privim cu un singur ochi vom reuşi cu greutate să suprapunem vîrfurile lor.

§ 2. Lupa

Ca să observăm cît mai multe detalii pe un obiect va trebui să mărim cît mai mult unghiul vizual.Pentru aceasta trebuie să aducem obiectul cît mai aproape de ochi.Stim însă că obiectele nu pot fi apropiate sub distanţa vederii optime deoarece,la observarea acestora,ochiul oboseşte iar sub 12 cm nu se mai acomodează. Pe lîngă acestea nu toate obiectele pot fi apropiate de ochi.Aceste neajunsuri se înlătură cu ajutorul instrumentelor optice care au rolul de a mări unghiul vizual.Cel mai simplu instrument optic este lupa .Lupa este o lentilă simplă sau combinată de distanţă focală mică (1-5 cm).Obiectul y care se examinează (fig.111) se aşează între focar şi lentilă cît mai aproape de focar iar lentila se aşează cît mai aproape de ochi.In acest caz,obţinem o imagine y' virtuală dreaptă şi mult mărită situată între 25 cm şi infinit după cum este acomodat ochiul.Unghiul sub care se vede obiectul şi imaginea îl notăm cu α.Fără lentilă obiectul nu ar putea fi observat clar deoarece el se află la o depărtare de ochi mai mică decît distanţa vederii optime.

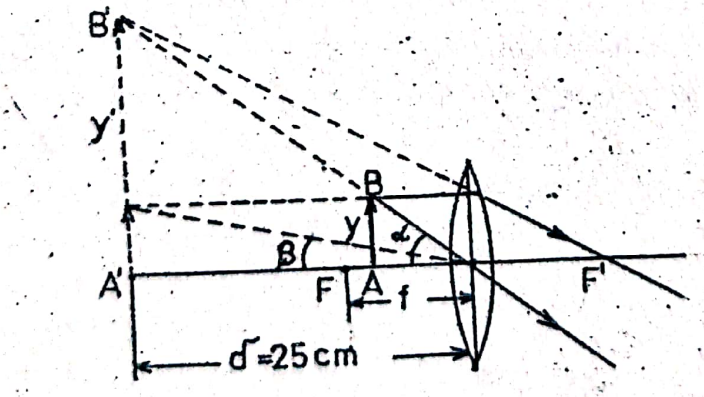


Fig.111

Aşezînd lentila în faţa ochiului la o distanţă puţin mai mare decît distanţa ei focală imaginea se formează la distanţa vederii optime la care, după cum ştim, ochiul se acomodează uşor fără ca să obosească.Dacă am fi aşezat obiectul la distanţa vederii optime el s-ar fi văzut sub un unghi β mai mic decît α. Lupa măreşte prin urmare unghiul vizual de care ştim că depinde mărimea imaginii pe retină.

Pentru a caracteriza o lupă din acest punct de vedere ne folosim de distanţa minimă dintre două puncte Δy , care pot fi văzute distinct prin lupă.Această distanţă este determinată de unghiul vizual minim care,după cum ştim,este egal cu 1' sau o,ooo3 radiani.Mărimea $L=1/\Delta y$ se numeşte puterea separatoare liniară a lupei.

După cum se vede din figură dacă considerăm că Δy este distanţa dintre două puncte apropiate A şi B ale obiectului privit prin lupă avem :

$$\Delta y \simeq f\alpha$$

Presupunînd că utilizăm o lupă cu f= 1 cm,ceea ce reprezintă o limită inferioară din punct de vedere practic, vom avea :

$$\Delta y = f.\alpha = 1 \text{ cm} \cdot o,ooo3 \text{ rad} = 3\mu m .$$

Dacă ne uităm în gol cu ochiul fără lupă, atunci β = o,ooo3 rad (deoarece obiectul trebuie îndepărtat la distanţa δ)astfel că :

$$\Delta y = \delta.\beta = 25 \text{ cm} \cdot o,ooo3 = 75\mu m .$$ (Δy creşte de 25 ori).

Cu ajutorul lupei putem vedea prin urmare pe obiect anumite detalii pe care cu ochiul liber nu le vedem.

După cum rezultă din asemănarea triunghiurilor care se formează pe fig.(111) mărirea liniară a lupei va fi :

$$\alpha = \frac{y'}{y} = \frac{p'}{p} \simeq \frac{\delta}{f} = \frac{25}{f(cm)}$$

De obicei distanţa focală a lupelor variază între 1 şi 5 cm.Mărirea liniară a lupelor poate ajunge deci pînă la 25 ori.Ea se înseamnă pe montura lupei prin cifra corespunzătoare în partea de sus a căreea se trece semnul înmulţirii : ex.$2o^x$.

Mărirea unei lupe depinde însă de ochiul observatorului şi numai pentru ochiul normal,pentru care δ = 25 cm ,are valoarea dată mai sus.O mărime care caracterizează mai bine lupa este puterea ei P. Puterea unei lupe este dată de unghiul sub care se vede prin lupă unitatea de lungime a obiectului.In cazul considerat

de noi, cînd f este mic şi ochiul este foarte apropiat de lupă

$$P = \alpha_1 = \frac{1}{p} \simeq \frac{1}{f}$$

adică puterea lupei este egală cu convergenţa ei.Aceasta înseamnă că o lupă este cu atît mai puternică cu cît distanţa ei focală este mai mică.

Lupele obişnuite sînt alcătuite dintr-o singură lentilă convergentă, de preferinţă plan-convexă cu faţa plană către ochi. Dacă distanţa focală a unei astfel de lupe nu este mai mică de 3 cm, imaginile care se obţin nu sînt însoţite de aberaţii supărătoare.Lupele puternice de bună calitate sînt alcătuite în general din două lentile din sticle diferite şi poartă denumirea de oculare. Ele sînt utilizate drept componente în instrumente mai complexe, cum sînt microscoapele,lunetele şi telescoapele.In ţara noastră, la IOR-Bucureşti, se fabrică în prezent lentile,lupe,precum şi instrumente optice de bună calitate.

§ 3. Microscopul

Pentru examinarea obiectelor foarte mici sînt necesare măriri importante care nu se pot obţine cu ajutorul unei lupe. In acest scop se foloseşte un instrument optic complex care poartă denumirea de microscop .Cel mai simplu microscop se compune din două lentile convergente - obiectiv şi ocular - aflate unul de altul la o distanţă relativ mare în comparaţie cu distanţele lor focale(fig.112). Lentila obiectiv L_1 are o distanţă focală foarte mică, de 2-3 mm,iar lentila ocular L_2 are o distanţă focală de cîteva ori mai mare ca cea a obiectivului.Obiectul de studiat y , iluminat puternic cu ajutorul unui condensor special, se aşează în faţa obiectivului între dublul distanţei focale şi focar dar foarte aproape de focarul acestuia.Se obţine astfel imaginea y' reală şi mult mărită, situată între lentila ocular L_2 şi focarul obiect al acesteia foarte aproape de focar.Această imagine reală este privită prin ocularul L_2,care funcţionează ca o lupă cu mărire liniară mare,şi se obţine o imagine finală y" mult mărită,virtuală şi răsturnată faţă de obiect.

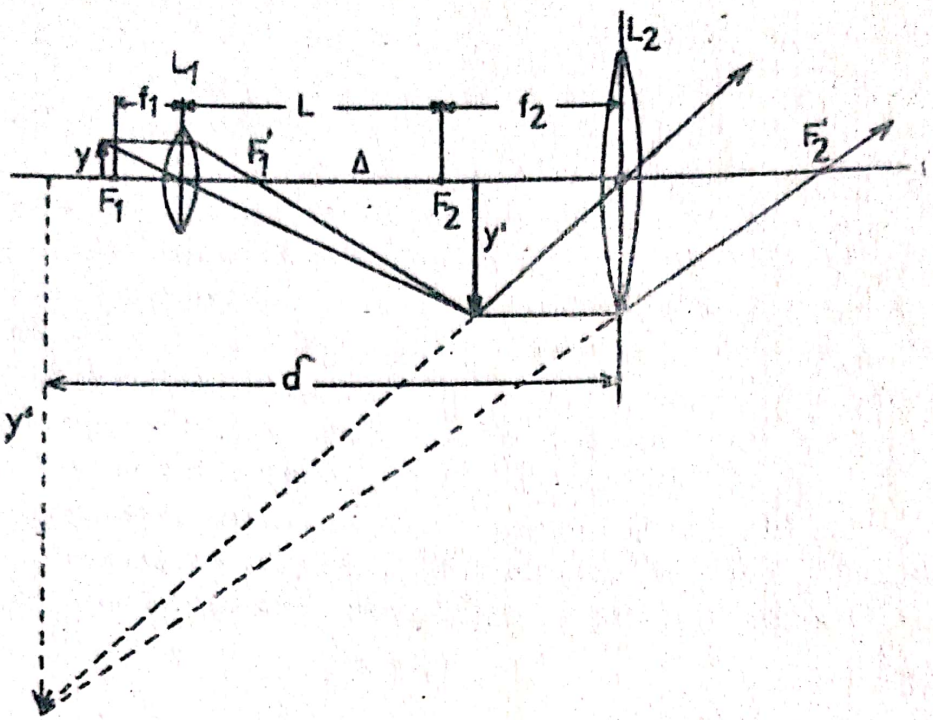


Fig.112.

Dacă notăm cu α_1 mărirea liniară a obiectivului iar cu α_2 pe cea a ocularului atunci putem scrie :

$$\alpha_1 = \frac{y'}{y} \qquad \text{şi} \qquad \alpha_2 = \frac{y''}{y'}$$

Inmulţind membru cu membru aceste relaţii obţinem :

$$\alpha_1 \alpha_2 = \frac{y'}{y} \cdot \frac{y''}{y'} = \frac{y''}{y} = \alpha \qquad (117)$$

Se vede astfel că mărirea liniară α a microscopului este egală cu produsul măririlor liniare ale obiectivului şi ocularului.

Pentru a vedea clar imaginea y",adică pentru a pune la punct microscopul, se deplasează ansamblul format din obiectiv şi ocular (tubul microscopului) în raport cu obiectul pînă cînd imaginea finală se obţine undeva între punctum proximum şi punctum remotum al ochiului.Pentru un ochi normal, relaxat,care vede fără acomodare la infinit se deplasează tubul microscopului pînă cînd imaginea y' dată de obiectiv se formează chiar în planul focal obiect F_2 al ocularului.Deoarece obiectul se aşează

foarte aproape de focarul F_1 al lentilei obiectiv putem considera $p \simeq f_1$ .Pe de altă parte putem considera că distanţa p' la care se formează imaginea y' este egală cu distanţa L dintre lentila obiectiv şi focarul obiect F_2 al ocularului.De acesa obţinem pentru mărirea liniară a obiectivului relaţia :

$$\alpha_1 \simeq \frac{L}{f_1}$$

Deoarece distanţa focală f_2 a ocularului este deasemenea mică, putem considera că L reprezintă în acelaşi timp distanţa dintre ocular şi obiectiv egală deci cu lungimea tubului microscopului. Am văzut că ocularul funcţionează ca o lupă.Mărirea liniară a ocularului este prin urmare

$$\alpha_2 = \frac{\delta}{f_2} = \frac{25}{f_2(cm)}$$

Mărirea liniară a microscopului este de acesa

$$\alpha = \alpha_1 \alpha_2 = 25 \frac{L}{f_1 f_2} \qquad (118)$$

Mărirea obţinută cu ajutorul microscopului este deci proporţională cu lungimea tubului acestuia şi invers proporţională cu distanţele focale ale obiectivului şi ocularului.

Intervalul optic $\Delta = F_1' F_2$ este o mărime standardizată internaţional şi are valoarea de 160 mm pentru cele mai multe microscoape.In aceste condiţii L este de aproximativ 175 mm. Pentru $f_1 = 2$ mm şi $f_2 = 10$ mm obţinem $\alpha = 875$.Mărirea microscoapelor optice moderne poate ajunge pînă la 2000.

Teoria arată că distanţa minimă Δy dintre două puncte de pe obiect care mai pot fi observate ca fiind distincte la un microscop tinde către o limită care este determinată,ca la orice instrument optic, de fenomenul de difracţie(Cap.VIII).Abbè arată că dacă obiectivul satisface condiţia de sinus, această limită (numită limită de separare) este dată de relaţia :

$$\Delta y = \frac{0{,}61\lambda}{n \sin u} \qquad (119)$$

unde λ este lungimea de undă a radiaţiei întrebuinţate pentru iluminarea obiectului, 2u este unghiul maxim dintre razele care vin de la obiect şi intră în lentila obiectiv(fig.113),iar n este indicele de refracţie al mediului din faţa acestei lentile (în care este situat obiectul).Inversul distanţei minime Δy se numeşte <u>puterea separatoare liniară</u> a microscopului.Asupra acestei mărimi vom mai reveni.(Cap.VIII.6.6)

Dacă dimensiunile obiectului sînt mai mici decît această limită, atunci el se va vedea ca un singur punct. In acest caz nu vom mai putea distinge detalii pe obiectul respectiv şi nu ars rost să creştem mai mult mărirea microscopului. Pe de altă parte nu se pot obţine măriri oricît de mari. Intr-adevăr, pentru ca distanţa focală a obiectivului să fie mică, lentila trebuie să fie groasă. In acest caz, obiectul care se examinează fiind foarte aproape de obiectiv, fasciculul de raze este puternic înclinat faţă de axa optică a acestuia. Apar astfel condiţii nefavorabile formării imaginilor. Pentru a înlătura acest neajuns obiectivele microscoapelor moderne se realizează din mai multe lentile (uneori pînă la 10) iar ocularele reprezintă sisteme formate de obicei din două lentile. Obiectivele sînt corectate pentru aberaţia de sfericitate, coma, aberaţia cromatică pentru două sau trei radiaţii (<u>apocromate</u>). Un astfel de obiectiv este alcătuit dintr-o lentilă frontală semisferică urmată de cîteva dublete de convergenţă din ce în ce mai mică.

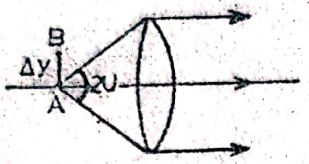


Fig.113

Obiectul de studiat se aşează, de obicei, între două lamele subţiri de sticlă. In microscoapele obişnuite nu toate razele care pornesc de la obiect pătrund în obiectiv deoarece razele mai înclinate trecînd dintr-un mediu cu indice de refracţie mai mare (lamela de sticlă) în altul cu indice de refracţie mai mic (aerul) se reflectă total (fig.114). Imaginea care se obţine pierde astfel din <u>luminozitate</u>. Pentru a înlătura acest inconvenient în spaţiul dintre lamelă şi obiectiv se introduce un mediu transparent cu indicele de refracţie mare (ca al sticlei) cum este <u>uleiul de cedru</u> . Reflexia totală, reprezentată punctat, es-

te astfel înlăturată iar luminozitatea imaginii se măreşte.O-dată cu aceasta Δy scade după cum ne arată relaţia (119).(Δy scade proporţional cu creşterea lui n).Microscoapele cu astfel de obiective se numesc <u>microscoape cu imersie</u>. Pentru obiectivele moderne, u este aproximativ egal cu $\pi/2$ şi,prin urmare, sin u $\simeq$ 1 , ceea ce înseamnă că un microscop cu imersie (n = 1,5) ne permite,în domeniul vizibil($\lambda \simeq$ 5oo nm),să vedem detalii de pe obiect situate unele de altele la distanţe de ordinul o,2 μm .

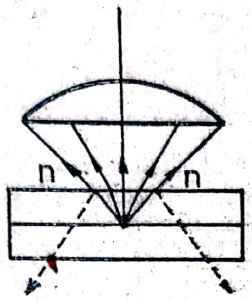


Fig. 114

Pentru observarea obiectelor de dimensiuni foarte mici, inferioare limitei de rezoluţie a microscoapelor obişnuite, se folosesc microscoape prevăzute cu un condensor special care permite o iluminare laterală puternică a obiectului(fig.115).In acest caz în microscop pătrund numai razele difuzate(difractate)de particulele pe care le examinăm.In cîmpul microscopului se văd atunci pe un fond întunecat particule strălucitoare aproape punctiforme.Un astfel de microscop poartă denumirea de <u>ultramicroscop</u> .Cu o iluminare puternică,în condiţii optime,s-au putut pune în evidenţă particule ale căror dimensiuni erau de ordinul a o,oooo5μ m.Aceasta reprezintă o mare performanţă dacă ne gîndim că dimensiunile unor macromolecule sînt doar de aproximativ 5o de ori mai mici.

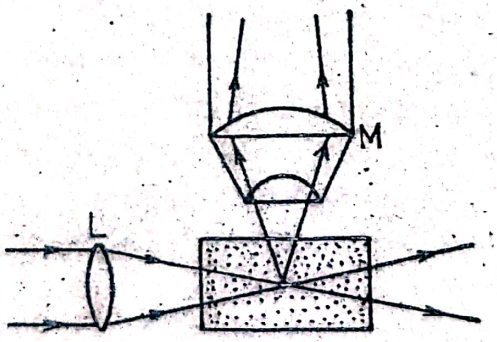


Fig. 115

Trebuie să observăm că se pot obţine cu ajutorul mi-

croscopului şi imagini reale.Pentru aceasta va trebui să depărtăm ocularul de obiectiv în aşa fel încît focarul obiect al ocularului să se afle dincolo de imaginea y' dată de obiectiv (fig.116).Variind distanţa de la ocular pînă la y' putem astfel modifica în mare măsură mărimea imaginii reale care se obţine pe un ecran.Astfel de microscoape se folosesc la <u>microproiecţii</u> sau pentru obţinerea de <u>microfotografii</u>.

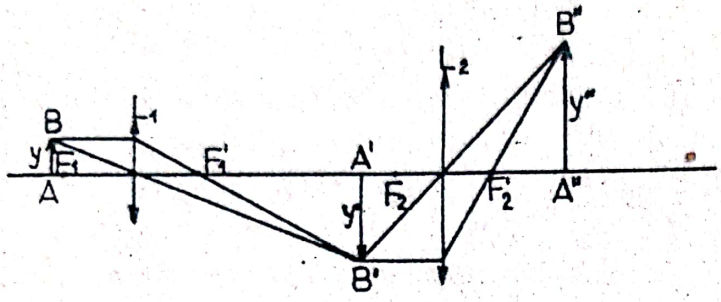


Fig. 116

In cazul fotografierii obiectelor la microscop, limita de rezoluţie Δy poate fi micşorată iluminînd obiectul cu raze ultraviolete, a căror lungime de undă este mai mică decît a celor vizibile.Intr-adevăr,după cum rezultă din relaţia (119) pentru o valoare dată a lui n sin u,Δy, se micşorează odată cu micşorarea lungimii de undă λ.

In microscoapele moderne de ultraviolet partea optică este formată din <u>cuarţ</u> sau <u>fluorină</u> iar mediul de dispersie este un mediu transparent pentru lumina ultravioletă cu lungimi de undă cuprinse între 25o şi 2oo nm.Radiaţii cu lungimi de undă mai scurte nu se pot întrebuinţa deoarece aerul şi obiectele de studiat absorb puternic aceste radiaţii.Cu ajutorul acestor microscoape limita de rezoluţie se micşorează de două ori(Δy=o,1μm). Bine înţeles că în acest caz nu poate fi vorba de observaţii vizuale,ci de obţinerea de imagini pe pelicule fotografice.

Trebuie să remarcăm că în ultimul timp s-au obţinut progrese foarte mari,în privinţa limitei de rezoluţie,prin utilizarea fasciculelor de electroni care pot fi accelerati la viteze foarte mari (lungimi de undă corespunzătoare foarte mici).Deoarece cîmpurile electrostatice şi magnetice pot devia fasciculele de electroni s-au putut realiza sisteme care să se comporte faţă de electroni întocmai cum sistemele optice(lentilele)se comportă faţă de lumină.Microscoapele în care se utilizează această tehnică poartă denumirea de <u>microscoape electronice</u>.In ele,imaginea obiectului ,formată cu ajutorul fasciculului de electroni,se

observă pe un ecran fluorescent.Cu ajutorul microscoapelor electronice moderne, a căror convergenţă este de 500.000 dioptrii,se pot fotografia moleculele mari(macromoleculele).

§ 4. Aparatele de proiecţie

Cu ajutorul aparatelor de proiecţie se obţine pe un ecran imaginea reală şi mărită a unui obiect luminos sau iluminat.Dacă aparatul de proiecţie serveşte pentru proiectarea obiectelor transparente,cum sînt diapozitivele,el poartă denumirea de diascop . Schema unui astfel de dispozitiv se dă în fig. 117. O sursă puternică de lumină S luminează cu ajutorul unui condensor C un diapozitiv AB a cărui imagine A'B' se obţine pe ecranul E cu ajutorul unui obiectiv O de distanţă focală mică. Sursa S se aşează de obicei în centrul unei oglinzi sferice O_s pentru ca razele reflectate să ajungă şi ele la condensor după aceleaşi direcţii ca şi razele care pleacă direct.Condensorul are ca scop iluminarea uniformă şi puternică a diapozitivului(clişeului).El este în general constituit din două lentile plan-convexe de distanţă focală mică dar de deschidere relativă mare.Clişeul AB se aşează alături de faţa posterioară a condensorului pentru a fi cît mai uniform iluminat.Obiectivul O se aşează faţă de clişeu în aşa fel încît imaginea clişeului să se formeze clar pe ecranul E.Pentru a înlătura distorsiunea imaginii în calitate de obiectiv se foloseşte un sistem corijat format din două lentile identice (dublet simetric).Imaginea sursei dată de condensor se obţine în centrul obiectivului pentru a utiliza toate razele care provin de la clişeul fotografic şi pentru a obţine astfel o imagine A'B' cît mai luminoasă.

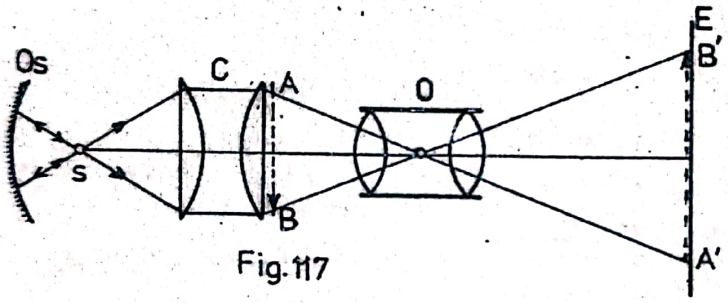


Fig.117

Dacă aparatul de proiecţie este destinat pentru obţi-

ţinerea imaginii unui obiect opac(o pagină de carte de exemplu) el se numeşte <u>episcop</u> . Schema optică a unui astfel de dispozitiv se dă în figura 118.

Obiectul opac AB se iluminează puternic de la o sursă S cu ajutorul condensorului C.Lumina difuzată de obiect se dirijează cu ajutorul oglinzii plane Op şi a obiectivului O spre ecranul de observaţie unde se obţine imaginea.Din cauza pierderilor de lumină este necesar ca sursa să fie foarte puternică (750-1000 W) şi să fie plasată în focarul unei oglinzi sferice Os.De obicei diascopul şi episcopul se asamblează într-un singur dispozitiv care poartă denumirea de <u>epidiascop</u>.

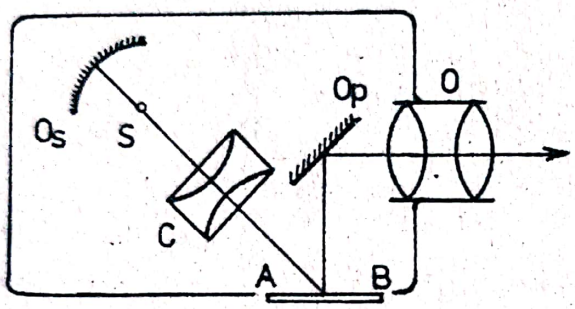


Fig. 118

CAPITOLUL VII
INTERFERENTA LUMINII

1. Introducere

Experienţa arată că, în anumite condiţii, în domeniul de suprapunere a două fascicule nu se obţine o distribuţie uniformă a iluminării ci o succesiune de zone spaţiale în care intensitatea este mare, alternate cu zone în care intensitatea este mai mică. Acest fenomen, de compunere a două unde luminoase care determină apariţia de maxime şi minime de iluminare se numeşte interferenţa luminii. Maximele şi minimele respective poartă denumirea de franje de interferenţă.

Fenomenul de interferenţă pune în evidenţă într-un mod foarte clar caracterul ondulatoriu al luminii.

Cu toate că încă Newton a căutat să explice apariţia benzilor luminoase şi întunecate care apar prin interferenţa luminii, interpretarea corectă a fenomenului, din punct de vedere al teoriei ondulatorii, a fost dată abia în anul 1802 de către Young. O contribuţie remarcabilă la explicarea fenomenului de interferenţă precum şi a altor fenomene care pun în evidenţă caracterul ondulatoriu al luminii a fost adusă apoi, cu cîţiva ani mai tîrziu, de către Fresnel.

Să analizăm acum ce condiţii trebuie să îndeplinească sursele şi fasciculele de lumină care pot da naştere fenomenului de interferenţă şi cum se manifestă acest fenomen. In acest scop vom lua în considerare două surse monocromatice punctiforme S_1 şi S_2 situate la distanţa d una de alta (fig.119). Pentru a evalua efectul luminos produs de cele două surse în mediul înconjurător, vom calcula acest efect într-un punct oarecare P din spaţiu şi vom urmări apoi cum se modifică el odată cu modificarea poziţiei punctului P.

Vom admite că în fiecare punct din spaţiu se întîlnesc două raze aproape paralele, venind una de la sursa S_1 şi alta de la sursa S_2, după ce străbat drumurile l_1 şi l_2.

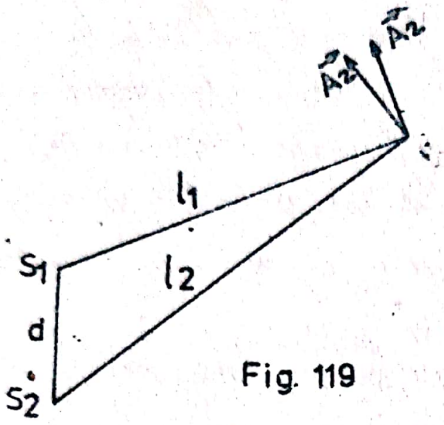


Fig. 119

Vom considera aceste raze ca fiind nişte unde plane elementare (fascicule paralele înguste) de aceeaşi frecvenţă dar de amplitudini A_1 şi A_2 şi faze iniţiale φ_1 şi φ_2 diferite. Oscilaţiile care ajung în punctul P vor avea elongaţiile date de formulele cunoscute :

$$x_1 = A_1 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_1}{\lambda}\right) + \varphi_1\right]$$
$$x_2 = A_2 \sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_2}{\lambda}\right) + \varphi_2\right] \qquad (120)$$

unde λ este lungimea de undă a radiaţiilor utilizate, în mediul în care se face experienţa, iar T este perioada oscilaţiilor.

După cum se ştie, din studiul undelor, amplitudinea rezultantă $\vec{A}$ este egală cu suma vectorială $\vec{A}_1 + \vec{A}_2$ a amplitudinilor oscilaţiilor componente. Aplicînd regula compunerii vectoriale (regula paralelogramului) vom obţine :

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2\vec{A}_1\vec{A}_2 \cos\Delta\varphi \qquad (121)$$

în care $\Delta\varphi$ este diferenţa dintre fazele celor două unde care se întîlnesc în punctul P, adică :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_1}{\lambda}\right) + \varphi_1\right] - \left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{l_2}{\lambda} + \varphi_2\right)\right] = \frac{2\pi(l_2 - l_1)}{\lambda} + (\varphi_1 - \varphi_2) \qquad (122)$$

Experienţa arată că efectul luminos este produs de componenta electrică a cîmpului electromagnetic din unda luminoasă. Din această cauză în cele ce urmează prin $\vec{A}_1$ şi $\vec{A}_2$ vom înţelege amplitudinile cîmpului electric din cele două unde. Vom admite deasemenea că valorile amplitudinilor $\vec{A}_1$ şi $\vec{A}_2$ precum şi direc-

ţiile de oscilaţie nu se modifică în timp ceea ce înseamnă că produsul scalar $\vec{A}_1 \cdot \vec{A}_2$=constant.

După cum ştim,intensitatea cîmpului electric este o mărime proporţională cu patratul amplitudinii.In conformitate cu formulele(121) şi (122)rezultă că intensitatea va depinde de poziţia punctului P şi de diferenţa de fază iniţială $\varphi_1-\varphi_2$ după cum ne arată relaţia :

$$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1 I_2}\left[\frac{2\pi(\ell_2-\ell_1)}{\lambda}+(\varphi_1-\varphi_2)\right] \qquad (123)$$

unde I_1 şi I_2 sînt intensităţile luminoase în punctul P atunci cînd acţionează numai una sau alta din cele două surse.Analizînd această relaţie constatăm că pentru o anumită valoare a lungimii de undă λ (deci pentru un mediu dat)primul termen din paranteză depinde numai de poziţia punctului P astfel că pentru un punct dat va avea o valoare bine determinată.Al doilea termen din paranteză,adică diferenţa de fază iniţială $\varphi_1-\varphi_2$, este determinat de procesele de emisie care au loc în cele două surse de lumină.

2.Coerenţa undelor luminoase

Spre deosebire de sursele acustice care emit în mod continuu,şi pentru care fazele iniţiale φ_1 şi φ_2 se menţin constante în timp,sursele luminoase naturale nu emit în mod continuu şi ca urmare φ_1 şi φ_2 variază necontenit.Intr-adevăr,în orice sursă de lumină,oricît de mică ar fi ea, avem de-a face cu un număr extrem de mare de surse de oscilaţii.Aceste surse sînt atomii şi moleculele din care este alcătuit corpul luminos.Experienţele care s-au făcut cu razele canal ca şi alte experienţe au arătat că mecanismul după care corpurile luminoase radiază lumină este următorul: o grupă de atomi radiază la un moment dat cîteva milioane de unde luminoase avînd o anumită fază iniţială.Radiaţia durează în medie aproximativ 10^{-8} secunde după

care se amortizează şi o altă grupă de atomi începe să emită radiaţii.Din cauza ciocnirilor şi a altor interacţiuni dintre atomi faza iniţială a acestor radiaţii nu mai este aceeaşi cu cea a primei grupe.Rezultă de aici că într-un punct dat al mediului faza undelor luminoase se modifică necontenit în timp. Acelaşi lucru se întîmplă şi cu faza undelor care vin în acelaşi punct al mediului de la o altă sursă.Intre fazele grupurilor de unde emise de cele două surse nu există prin urmare o diferenţă de fază constantă.Diferenţa $\varphi_1-\varphi_2$ îşi schimbă valoarea în medie de 10^8 ori pe secundă şi poate lua orice valoare între 0 şi 2π .In aceste condiţii,indiferent de poziţia punctului P în spaţiu,şi diferenţa de fază $\Delta\varphi$ îşi va schimba valoarea în medie de 10^8 ori pe secundă şi va putea lua orice valoare între 0 şi 2π .Ca urmare,în conformitate cu relaţia(123),intensitatea îşi va schimba valoarea în medie de 10^8 ori pe secundă(va lua toate valorile cuprinse între $I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}$ şi $I_1+I_2-2\sqrt{I_1I_2}$).Receptorii de lumină obişnuiţi,inclusiv ochiul,datorită inerţiei lor,nu sînt capabili să urmărească variaţii atît de rapide ale intensităţii şi dau indicaţii care sînt proporţionale cu valoarea medie a intensităţii pentru un anumit interval de timp τ mai mare decît 10^{-8} s cu cîteva ordine de mărime.(In cazul ochiului τ= 0,1 sec.).

Deoarece în timpul τ , $\Delta\varphi$ poate parcurge toate valorile de la 0 la 2π ,valoarea medie a funcţiei cos $\Delta\varphi$ este egală cu zero,iar intensitatea medie în fiecare punct al spaţiului va fi egală cu suma intensităţilor I_1 şi I_2:

$$\bar{I} = I_1+I_2$$

In acest caz se obţine o distribuţie uniformă a iluminării şi fenomenul de interferenţă nu poate fi pus în evidenţă.

Pentru a obţine interferenţa luminii va trebui să eliminăm influenţa diferenţei de fază iniţială $\varphi_1-\varphi_2$.Acest lucru

poate fi realizat numai dacă razele de lumină care se întîlnesc în diverse puncte ale spaţiului,provin de la aceleaşi grupe de atomi,adică de la aceeaşi sursă.Dacă diferenţa $\varphi_1-\varphi_2$ se menţine constantă în timp (în particular egală cu zero)atunci între undele care se compun în orice punct P din spaţiu există o diferenţă de fază $\Delta\varphi$ constantă,a cărei valoare pentru un mediu dat este determinată numai de diferenţa de drum $\ell_2-\ell_1$. In aceste condiţii,intensitatea oscilaţiei rezultante poate fi mai mare sau mai mică decît suma intensităţilor oscilaţiilor componente în funcţie de poziţia punctului de observaţie P.Fasciculele de lumină pentru care diferenţa fazelor de oscilaţie într-un punct oarecare din spaţiu se păstrează constantă se numesc fascicule coerente.Sursele de lumină care produc astfel de fascicule se numesc surse coerente.Fasciculele de lumină care vin de la două surse independente,în care nu avem deci o diferenţă de fază constantă,se numesc fascicule necoerente.

In practică,obţinerea fasciculelor coerente este mai simplă decît pare la prima vedere.Intr-adevăr,pentru a realiza coerenţa este suficient să divizăm fasciculul emis de o singură sursă reală în două fascicule,de exemplu,prin reflexie sau refracţie,pe care să le obligăm apoi să se întîlnească după ce au parcurs drumuri diferite ℓ_1 şi ℓ_2.Astfel,de exemplu, între unda directă şi cea reflectată sosită de la sursa S în punctul P(fig.12o)diferenţa de fază se va menţine constantă în timp deoarece cele două unde sînt emise simultan de aceeaşi grupă de atomi.Desigur că în momentul următor cele două unde vor fi emise de o altă grupă de

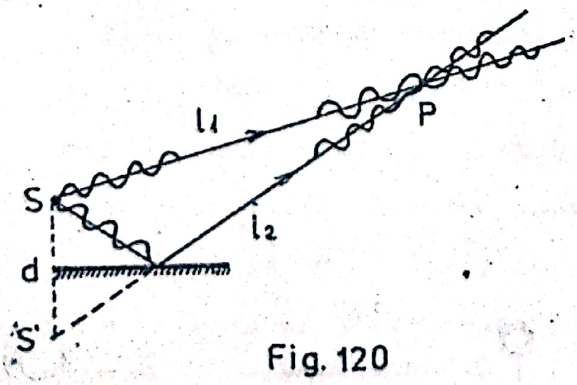


Fig. 120

atomi cu altă fază.Diferența de fază în punctul P va fi însă aceeași,deoarece ea este determinată numai de diferența de drum care vedem că rămîne constantă.In acest caz cele două surse coerente sînt sursa reală S și imaginea ei S' în oglindă.In alte cazuri,după cum vom vedea,în calitate de surse coerente pot fi utilizate două imagini reale sau virtuale,ale aceleiași surse, obținute cu ajutorul unor dispozitive optice.

Trebuie să menționăm că pentru obținerea interferenței în punctul P mai trebuie îndeplinită o condiție și anume :timpul în care unda reflectată străbate drumul suplimentar $\ell_2-\ell_1$ trebuie să fie mai mic decît durata radiației unui grupe de atomi,adică mai mic de 10^{-8} secunde,deoarece numai în acest caz cele două unde emise simultan se vor întîlni în P.In caz contrar,în momentul cînd unda reflectată,care străbate drumul mai lung,abia ajunge în punctul P,unda directă se află după acest punct.Bineînțeles că în P poate veni unda directă emisă de grupa de atomi următoare.In acest caz însă diferența de fază variază cu timpul și nu obținem interferența.Pentru ca interferența să aibă loc trebuie realizată deci condiția ca diferența maximă de drum să nu depășească valoarea $(\ell_2-\ell_1)_{max} \leq c.t$ = $= 3.10^8$ m/s $.10^{-8}$ s = 3 m.Această condiție este întodeauna îndeplinită deoarece după cum vom vedea în cele ce urmează, diferențele de drum care apar în experiențele de interferență au valori foarte mici.

Surse coerente pot fi obținute deasemenea cu ajutorul dispozitivului lui Young.Un mic orificiu S,făcut într-un ecran,fiind iluminat puternic devine sursa unor unde sferice(fig. 121).Aceste unde ajung la alte două orificii S_1 și S_2 de diametre foarte mici(aproximativ 0,1 mm)aflate la o distanță mică d unul de altul într-un al doilea ecran depărtat față de primul.In virtutea principiului lui Huygens aceste două

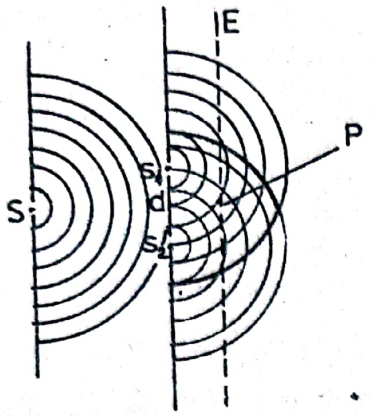


Fig.121

orificii devin la rîndul lor surse de noi unde sferice.Aceste unde se suprapun în regiunea P.Undele luminoase care provin de la S_1 şi S_2 provenind de la aceeaşi sursă sînt coerente.Din această cauză ele interferă dînd naştere franjelor de interferenţă care pot fi observate pe un ecran situat în regiunea P.

Să admitem,în continuare,că sursele S_1 şi S_2 sînt coerente şi că este îndeplinită condiţia $\varphi_1-\varphi_2=0$. In acest caz,diferenţa de fază pentru razele care se întîlnesc în punctul P este dată de formula

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi(l_2-l_1)}{\lambda} \qquad (124)$$

In conformitate cu formula(123)în fiecare punct din spaţiu vom avea o anumită valoare a intensităţii care depinde numai de diferenţa de drum $\Delta=l_2-l_1$.Rezultă de aici că intensitatea rezultantă rămîne constantă în acele puncte ale spaţiului pentru care avem

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi(l_2-l_1)}{\lambda}=const. \qquad (125)$$

sau

$$\Delta=l_2-l_1=const. \qquad (126)$$

Locul geometric al punctelor din spaţiu pentru care diferenţele distanţelor la cele două puncte fixe S_1 şi S_2 sînt constante este un hiperboloid de rotaţie care are axa de rotaţie S_1S_2 şi focarele în S_1 şi S_2(fig.122).Pentru diferite valori ale constantei se obţine o familie de hiperboloizi cu focarele în S_1 şi S_2. Deoarece intensitatea depinde de cos $\Delta\varphi$ ea variază

periodic în funcţie de $\Delta\varphi$ şi va avea valori maxime în punctele

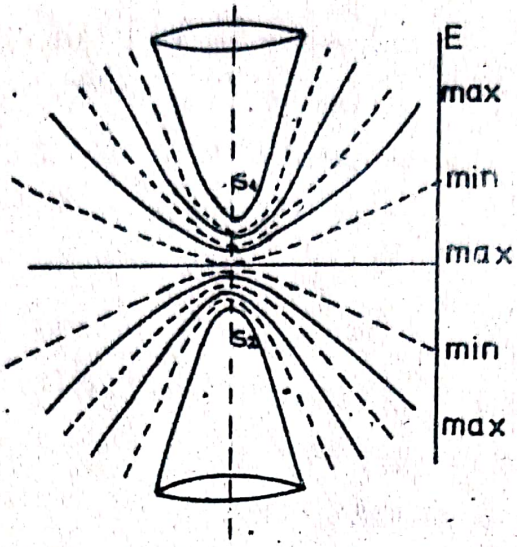


Fig.122

pentru care $\cos\Delta\varphi=1$, adică

$$\Delta\varphi = 2K\pi \quad \text{sau} \quad \Delta = K\lambda \tag{127}$$

unde K= 0,1,2,3,.... se numeşte <u>ordin de interferenţă</u>.

Vom avea deci o serie de hiperboloizi pentru care intensitatea este maximă şi este dată de relaţia :

$$I_M = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = (\vec{A}_1 + \vec{A}_2)^2 \tag{128}$$

Dimpotrivă,în punctele pentru care $\cos\Delta\varphi = -1$,adică :

$$\Delta\varphi = (2K+1)\pi \quad \text{sau} \quad \Delta = (2K+1)\frac{\lambda}{2} \tag{129}$$

vom avea o serie de hiperboloizi pentru care intensitatea va fi minimă :

$$I_m = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (\vec{A}_1 - \vec{A}_2)^2 \tag{13o}$$

Rezultă că în tot domeniul de suprapunere a două fascicule coerente,numit <u>cîmp de interferenţă</u>,obţinem o variaţie periodică a intensităţilor.Secţionînd cîmpul de interferenţă cu diferite plane constatăm că curbele de intensitate constantă din planul

figurii sînt hiperbole cu focarele în S_1 şi S_2(fig.122),cele dintr-un plan perpendicular pe S_1S_2 sînt cercuri concentrice, iar cele dintr-un plan E paralel cu S_1S_2 sînt iarăşi hiperbole (în planul E perpendicular pe planul figurii).

In ultimul caz,dacă aşezăm ecranul E la o distanţă mare de sursele S_1 şi S_2,cînd Δ devine foarte mic,putem considera că segmentele de hiperbolă se reduc la mici segmente de drepte paralele,perpendiculare pe planul figurii.Pe ecran se observă o succesiune de dungi liniare alternativ luminoase şi întunecate adică <u>franjele de interferenţă</u>(fig.123).Deoarece franjele se pot observa la orice distanţă de S_1S_2 ele se numesc <u>franje de interferenţă nelocalizate</u>.Ele se văd cel mai bine în regiunile îndepărtate de S_1 şi S_2 în direcţia normală la mijlocul segmentului S_1S_2).

3.<u>Vizibilitatea franjelor</u>

Franjele se văd cu atît mai bine cu cît diferenţa dintre I_M şi I_m este mai mare. Dacă $I_M=I_m$ franjele dispar şi ecranul devine uniform iluminat, iar dacă $I_m=0$ şi I_M este mare franjele devin foarte clare.Condiţiile de observare a franjelor pot fi caracterizate cu ajutorul unei mărimi

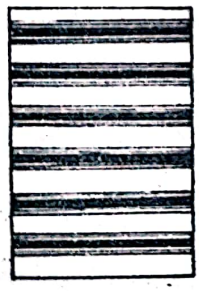


Fig. 123

$$V=\frac{I_M-I_m}{I_M}$$

numită <u>vizibilitatea franjelor</u>.Se vede că vizibilitatea variază între valoarea minimă V=0 cînd $I_M=I_m$,deci cînd ecranul este uniform iluminat şi valoarea maximă V=1 pentru $I_m=0$.

Avînd în vedere valorile I_M şi I_m din(128)şi (130) rezultă că vizibilitatea franjelor poate fi scrisă sub forma :

$$V=\frac{4\vec{A}_1\vec{A}_2}{A_1^2+A_2^2+2\vec{A}_1\vec{A}_2}$$

De aici se vede că dacă oscilaţiile cîmpurilor electrice care se compun în punctul P sînt perpendiculare(deci dacă razele sînt polarizate liniar în plane reciproc perpendiculare)atunci produsul scalar $\vec{A}_1\cdot\vec{A}_2=A_1A_2\cos\frac{\pi}{2}$ este egal cu zero şi deci V=0.In cazul luminii naturale)(nepolarizate) produsul $\vec{A}_1\vec{A}_2$ este diferit de zero astfel că avem şi V ≠0.Din expresia de mai sus se vede că vizibilitatea maximă se obţine atunci cînd amplitudinile undelor componente sînt egale şi paralele.Intr-adevăr,dacă $\vec{A}_1=\vec{A}_2$ putem scrie $\vec{A}_1\cdot\vec{A}_2=A_1^2$ şi vom avea

$$V=\frac{4\vec{A}_1\vec{A}_2}{A_1^2+A_1^2+2\vec{A}_1\vec{A}_2}=\frac{4A_1^2}{4A_1^2}=1$$

Studiile teoretice şi experimentale au arătat că oscilaţiile luminoase sînt transversale,adică în aşa fel încît vectorii cîmp electric $\vec{A}_1$ şi $\vec{A}_2$ sînt,respectiv,perpendiculari pe direcţiile de propagare a razelor S_1P şi S_2P(fig.119).Rezultă atunci că dacă distanţa dintre cele două surse este atît de mică încît poate fi considerată neglijabilă în comparaţie cu distanţa de la surse la punctul de observaţie,atunci putem considera că oscilaţiile sînt practic paralele.Pentru a obţine franje de interferenţă cu vizibilitate mare,trebuie deci să aducem la suprapunere fascicule coerente în aşa fel încît razele care interferă să fie practic paralele şi de intensităţi egale.

4.<u>Calculul interfranjei</u>

Să admitem acum că am realizat aceste condiţii şi că observăm franjele pe un ecran care trece prin punctul P şi este perpendicular pe dreapta OP_o dusă normal pe mijlocul segmentului S_1S_2(fig.124).Să notăm cu z distanţa punctului P faţă de planul figurii şi cu x distanţa sa faţă de planul OP_o perpendicular pe planul figurii.După cum se vede din figură,dacă mai notăm $S_1S_2=d$ şi $OP_o=D$, putem scrie :

$$\ell_1^2 = D^2 + (x - \frac{d}{2})^2 + z^2$$

sau $$\ell_2^2 = D^2 + (x + \frac{d}{2})^2 + z^2$$

$$\ell_2^2 - \ell_1^2 = (\ell_2 - \ell_1)(\ell_2 + \ell_1) = 2xd$$

Deoarece franjele se obţin efectiv numai în punctele situate în vecinătatea axei OP_o ,pentru care diferenţa de drum $\ell_2 - \ell_1$ este mică,putem face uz de următoarea egalitate aproximativă

$$\ell_1 + \ell_2 \simeq 2D$$

Cum $\ell_2 - \ell_1 = \Delta$ din relaţia de mai sus obţinem

$$\Delta = \frac{d}{D} x \qquad (131)$$

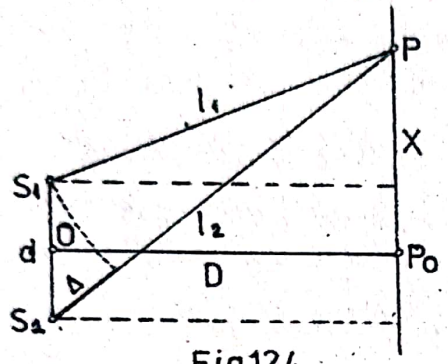


Fig.124

Faptul că diferenţa de drum Δ nu depinde de z ne arată că franjele de interferenţă sînt drepte paralele cu axa z şi deci perpendiculare la planul figurii în conformitate cu cele arătate mai înainte.

In punctele de pe ecran pentru care această diferenţă de drum satisface condiţia de maxim $\Delta = \frac{d}{D} x = K\lambda$ obţinem franje luminoase.Depărtarea lor faţă de punctul P_o este dată de relaţia :

$$x_K = \frac{D}{d} K\lambda \qquad (132)$$

In această categorie intră şi franja centrală care trece prin P_o pentru care $\ell_2 - \ell_1 = 0$ şi K=0. De o parte şi de alta a franjei de ordinul zero,avem franjele de ordinul unu pentru care K=1,apoi franjele de ordinul doi pentru care K=2 şi aşa mai departe.

Din contra,în punctele de pe ecran pentru care diferenţa de drum Δ este egală cu un număr impar de $\frac{\lambda}{2}$ obţinem franje

întunecate.Depărtarea lor față de franja centrală este dată de relația

$$x_{2K+1} = \frac{D}{d}(2K+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (133)$$

După cum se vede din relațiile(132) și (133)franjele întunecate sînt situate exact la jumătatea distanței dintre două franje luminoase.

Distanța dintre două franje luminoase vecine,adică dintre franja de ordin K și franja de ordin K+1,este dată de relația

$$\Delta x = x_{K+1} - x_K = \frac{D}{d}(K+1)\lambda - \frac{D}{d}\lambda = \frac{D}{d}\lambda \qquad (134)$$

Aceeași relație se obține și pentru distanța dintre două franje întunecate vecine.Distanța dintre două franje vecine de același fel se numește <u>interfranjă</u>.

De aici se vede că pentru ca interfranja să fie cît mai mare trebuie ca distanța d dintre cele două surse să fie cît mai mică iar distanța D dintre surse și ecran să fie cît mai mare. Interfranja depinde deasemenea de lungimea de undă a radiației utilizate fiind direct proporțională cu λ.In aceleași condiții, pentru lumina roșie franjele vor fi mai depărtate decît pentru lumina albastră.Măsurînd interfranja și distanțele d și D,din formula(134)putem calcula lungimea de undă a radiațiilor luminoase.Astfel,de exemplu,într-un dispozitiv de interferență în care d=0,5 mm,D=1 m lucrînd cu lumină verde se obțin interfranje de mărime ΔX=1 mm.Rezultă că

$$\lambda = \frac{d}{D}\Delta x = \frac{0{,}5}{1000} \cdot 1mm = 5000\,\text{Å}$$

Lungimea de undă a undelor luminoase este prin urmare foarte mică.

Dacă lucrăm cu lumină albă aspectul franjelor de interferență va fi determinat de o infinitate de radiații monocronatice cu lungimi de undă cuprinse aproximativ între 4000 și 8000 Å.In mijlocul ecranului,pentru K=0 , maximele

tuturor radiaţiilor se suprapun deoarece condiţia de maxim $\Delta = K\lambda$ este îndeplinită indiferent de valoarea lui λ . Din această cauză franja centrală va fi albă.Pentru K≠0 din cauză că X_K este proporţional cu λ ,aşa cum arată formula(132) , maximile diferitelor radiaţii se formează la distanţe diferite de franja centrală şi franjele apar colorate.Maximile radiaţiilor de lungime de undă mai mică(violete)se află mai aproape de mijlocul ecranului decît cele ale radiaţiilor roşii iar maximile culorilor intermediare se află între acestea.In acest caz se obţine un spectru de interferenţă.Pe măsură ce ordinul de interferenţă creşte se poate ajunge la situaţia în care marginea roşie din franje de un anumit ordin K se suprapune cu marginea violetă din franja vecină de ordin K+1.Pentru valori şi mai mari ale lui K are loc un proces de amestecare a culorilor şi se obţine din nou culoarea albă.Dacă se descompune în spectru,cu ajutorul unei prisme,lumina care ajunge în această regiune a ecranului se constată că din spectru lipsesc anumite radiaţii,cele pentru care este satisfăcută condiţia de minim. Un astfel de spectru se numeşte spectru canelat iar lumina albă care îl produce se numeşte alb de ordin superior.

5.Dispozitive pentru obţinerea franjelor de interferenţă

5.1 Oglinzile lui Fresnel.Acest dispozitiv,construit pentru prima dată de Fresnel,realizează divizarea fasciculului de lumină cu ajutorul a două oglinzi plane O_1 şi O_2 aşezate astfel încît să formeze între ele un unghi φ foarte mic şi să aibă o muchie O comună(fig.125). Sursa S poate fi sau punctiformă , sau liniară şi aşezată paralel cu muchia comună O.In aceste oglinzi razele care interferă au direcţiile determinate de cele două imagini virtuale S_1 şi S_2 ale sursei S.Din figură se

vede vă sursa S şi cele două imagini ale ei se află pe un cerc de rază r deoarece în baza legilor reflexiei $SO=S_1O=S_2O = r$. Se vede deasemenea că unghiul S_1SS_2 dintre normalele la cele două oglinzi este egal cu φ, iar unghiul S_1OS_2 este egal cu 2φ deoarece ele cuprind acelaşi arc S_1S_2 însă primul are vîrful pe cerc iar al doilea în centrul cercului. In fiecare punct P din domeniul de suprapunere a fasciculelor reflectate se întîlnesc cîte două raze care provin de la sursele coerente S_1 şi S_2. Aceste raze au între ele o anumită diferenţă de drum în funcţie de poziţia punctului P. Franjele de interferenţă se observă pe un ecran E, sub forma unor linii drepte, echidistante, paralele cu muchia oglinzilor. Ecranul B are rolul de a opri lumina care s-ar propaga direct de la sursa S spre ecranul E şi ar micşora vizibilitatea franjelor.

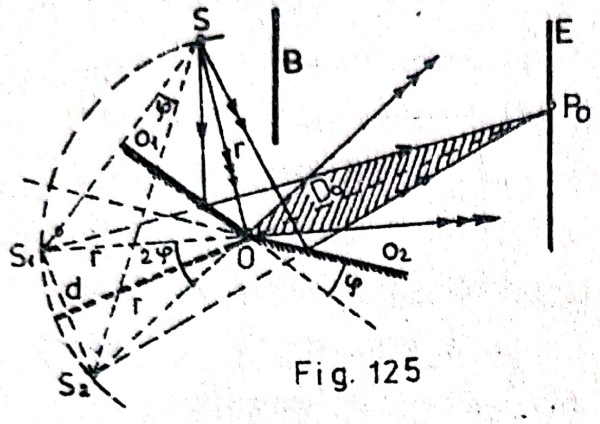


Fig. 125

Dacă notăm $OP_0=D_0$ şi observăm din figură că $d=2r\sin\varphi$ găsim că interfranja este dată de relaţia

$$\Delta x=\frac{D}{d}\lambda\simeq\frac{D_0+r}{2r\sin\varphi} \qquad (135)$$

De aici rezultă că pentru ca franjele să nu fie prea dese trebuie ca unghiul φ să fie mic, r să fie deasemenea mic iar D_0 să fie cît mai mare. Această relaţie ne permite să calculăm lungimea de undă λ deoarece toate celelalte mărimi sînt direct măsurabile.

Dacă lucrăm cu lumină albă atunci franja centrală este albă iar toate celelalte sînt colorate aşa cum am arătat mai înainte.

5.2 <u>Biprisma lui Fresnel</u>. Este un dispozitiv de interferenţă format din două prisme identice cu unghiuri mici de refracţie A şi cu bazele comune(fig.126).Lumina de la sursa S este deviată de cele două prisme spre bazele lor dînd naştere astfel la două fascicule coerente ale căror focare sînt imagini-

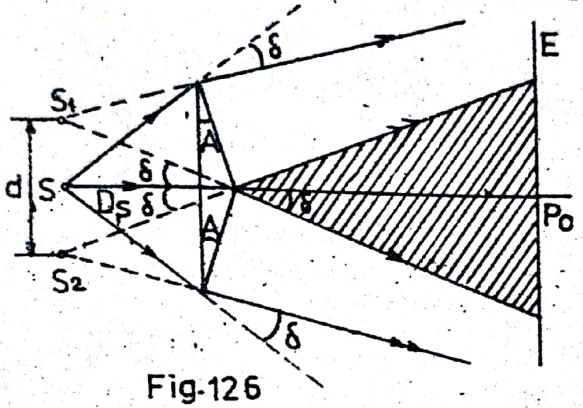


Fig.126

le virtuale S_1 şi S_2.In domeniul de suprapunere a acestor fascicule pe un ecran de observaţie E se obţin franje liniare paralele cu muchiile prismelor.Pentru ca franjele să fie mai intense în locul unei surse punctiforme se foloseşte o sursă liniară (de ex.o fantă iluminată)paralelă cu muchiile prismelor.Sursa se aşează faţă de biprismă la o distanţă D_s suficient de mare astfel încît unghiurile de incidenţă să fie mici.Deoarece şi unghiul A este mic,unghiul de deviaţie a razelor poate fi exprimat prin formula cunoscută(51): $\delta=(n-1)A$.Din figură se vede însă că distanţa d dintre cele două surse coerente se poate exprima prin relaţia

$$d \simeq D_s \cdot 2\delta \simeq 2 D_s(n-1)A$$

In aceste condiţii interfranja va fi dată de relaţia:

$$\Delta x=\frac{D}{d}\lambda \simeq \frac{D_0+D_s}{2D_s(n-1)A} \qquad (136)$$

5.3 Bilentilele lui Billet sînt formate din două jumătăţi ale unei lentile convergente separate puţin una faţă de alta(fig.127).Cînd sursa S este aşezată la o distanţă D_s mai mare decît distanţa focală a lentilei se formează două ima-

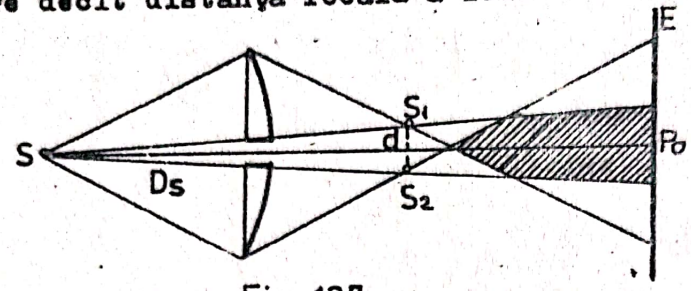


Fig. 127

gini reale S_1 şi S_2.Aceste imagini constituie sursele coerente. Franjele pot fi observate în domeniul de suprapunere a celor două fascicule întocmai ca la biprismă.

5.4 Oglinda lui Lloyd.La dispozitivul lui Lloyd interferă lumina care vine direct de la sursa S cu lumina reflectată de o oglindă plană de sticlă neagră(fig.128).Cele două surse coerente sînt una reală S şi alta virtuală S'.Pentrucă distanţa d dintre S şi S' să fie foarte mică sursa S se aşează foarte aproape de planul oglinzii.

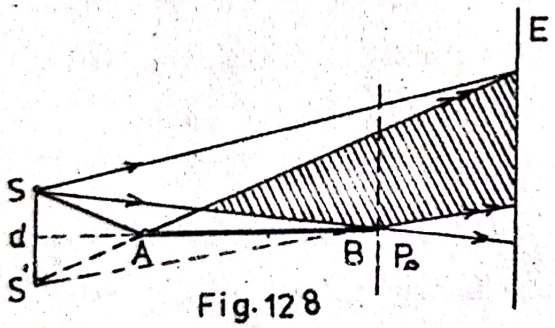


Fig. 128

Franjele se formează în faţa oglinzii, în domeniul de suprapunere a fasciculului direct cu cel reflectat.Pe ecranul E franjele se observă foarte bine dacă în calitate de sursă se foloseşte o fantă îngustă, iluminată puternic,aşezată perpendicular pe planul de incidenţă. Particularitatea tabloului de interferenţă care de obţine cu ajutorul acestui dispozitiv

constă în faptul că franja centrală, adică cea de la muchia P_o a oglinzii, unde $\ell_1 = \ell_2$, nu mai este luminoasă ci întunecată. Aceasta ne obligă să admitem că la reflexia luminii pe oglindă se introduce un salt de fază egal cu π deci o diferenţă de drum de $\frac{\lambda}{2}$. Într-adevăr, pentru ca în locul unui maxim să apară un minim este necesară o diferenţă de drum

$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = (2k+1)\frac{\lambda}{2} - k\lambda = \frac{\lambda}{2}$$

Cercetările teoretice şi experimentale au arătat că în timpul reflexiei luminii care vine dintr-un mediu mai puţin refrigerent şi se reflectă pe suprafaţa unui mediu dielectric mai refrigerent are loc în todeauna o modificare a fazei cu π şi implicit o modificare a drumului optic cu o jumătate de lungime de undă. Cunoaşterea acestui fapt ne va servi la explicarea unor fenomene de interferenţă.

6. Semnificaţia drumului optic în fenomenul de interferenţă

Am arătat că în fenomenul de interferenţă un rol hotărîtor îl joacă diferenţa de fază a undelor luminoase care se compun. Dată fiind o anumită fază iniţială a undelor, fazele oscilaţiilor dealungul direcţiei de propagare vor fi determinate de distanţă, deci de numărul de lungimi de undă care se aşează între sursă şi locul unde de face observaţia. Or, pentru o frecvenţă ν constantă a oscilaţiilor, lungimea de undă λ într-un mediu de indice de refracţie n este de n ori mai mică decît lungimea de undă λ_o în vid. Într-adevăr, pentru vid avem relaţia $\lambda_o = \frac{c}{\nu}$ iar pentru un mediu de indice de refracţie n, în care lumina se propagă cu viteza v, avem $\lambda = \frac{v}{\nu}$. Pe de altă parte, ştim că $v = \frac{c}{n}$. Ca urmare

$$\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_o}{n} \qquad (137)$$

Din această cauză pe o distanţă oarecare a mediului cu indice de refracţie n se vor aşeza un număr de lungimi de undă de n

ori mai mare decît în vid şi invers,un acelaşi număr de lungimi de undă se vor aşeza în mediul respectiv pe o distanţă de n ori mai mică decît în vid.Pentru a scoate în evidenţă însemnătatea drumului optic să luăm în considerare un număr N de lungimi de undă.Dacă ele se aşează în vid pe distanţa ℓ_0 iar în mediile cu indicii de refracţie n_1 şi n_2 pe distanţele ℓ_1 şi ℓ_2 atunci vom putea scrie :

$$N=\frac{\ell_0}{\lambda_0}=\frac{\ell_1}{\lambda_1}=\frac{\ell_2}{\lambda_2}$$

Deoarece $\lambda_1=\frac{\lambda_0}{n_1}$ iar $\lambda_2=\frac{\lambda_0}{n_2}$

prin înlocuire obţinem

$$n_1\ell_1 = n_2\ell_2 \qquad (138)$$

Produsele $n_1\ell_1$ şi $n_2\ell_2$ reprezintă,după cum ştim,drumurile optice parcurse de lumină în cele două medii.Din cele arătate rezultă că <u>dacă drumurile optice sînt egale ele cuprind acelaşi număr de lungimi de undă.Din această cauză,pe drumuri optice egale faza undei luminoase variază cu aceeaşi cantitate indiferent de mediul de propagare</u>.Pe de altă parte,<u>drumurile optice egale sînt străbătute de lumină în timpuri egale</u>.Intr-adevăr dacă

$$n_1\ell_1 = n_2\ell_2$$

şi ţinem seama că $n_1=c/v_1$ iar $n_2=c/v_2$,avem :

sau, deoarece $\frac{\ell_1}{v_1}=t_1$ $\frac{c_1}{v_1}\cdot\ell_1=\frac{c_2}{v_2}\cdot\ell_2$ iar $\frac{\ell_2}{v_2}=t_2$ obţinem :

$$t_1 = t_2$$

<u>Lumina parcurge deci în timpuri egale drumuri optice egale.</u> De aceea porţiunile de mediu cu acelaşi drum optic se numesc <u>tautocrone</u>.Tautocronismul indică deasemenea să pe <u>drumuri optice egale faza undei variază cu aceeaşi cantitate</u>.Din această cauză în studiul fenomenelor de interferenţă a luminii va trebui să luăm în considerare nu diferenţa între dumurile geometrice ci

diferenţa dintre drumurile optice străbătute de lumină.

Ţinînd seama de faptul că $\lambda=\frac{\lambda_0}{n}$ putem scrie diferenţa de fază în funcţie de diferenţa de drum optic în felul următor

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi(\ell_2-\ell_1)}{\lambda}=\frac{2\pi n(\ell_2-\ell_1)}{\lambda_0}=\frac{2\pi(\Delta)}{\lambda_0} \qquad (139)$$

unde

$$(\Delta) = n\Delta = n(\ell_2 - \ell_1) \qquad (140)$$

este diferenţa dintre drumurile optice parcurse de cele două raze de lumină care interferă în mediul cu indicele de refracţie n .Dacă însă cele două raze se propagă prin medii diferite,de indici de refracţie n_1 şi n_2 ,diferenţa de fază se va exprima astfel:

$$\Delta\varphi=2\pi\left(\frac{\ell_2}{\lambda_2}-\frac{\ell_1}{\lambda_1}\right)=2\pi\,\frac{n_2\ell_2-n_1\ell_1}{\lambda_0} \qquad (140')$$

se vede că dacă $n_1\ell_1 = n_2\ell_2$ atunci $\Delta\varphi=0$.

7.<u>Interferenţa luminii pe lame subţiri</u>

In dispozitivele de interferenţă descrise mai înainte fasciculele coerente erau obţinute de la două zone diferite ale aceluiaşi front de undă incident.(Se folosea divizarea frontului de undă).Pe lîngă acestea mai există o categorie de dispozitive de interferenţă în care fasciculele coerente se obţin prin divizarea în două sau mai multe părţi a fiecărei raze din fasciculul incident.(Se foloseşte <u>divizarea în amplitudine</u>) .Această divizare poate fi realizată cu ajutorul fenomenelor de reflexie şi de refracţie la suprafaţa de separaţie dintre două medii omogene şi transparente.

Vom examina acuma interferenţa care se obţine prin reflexia unui fascicul de lumină pe feţele unei lame transparente plan-paralele şi pe feţele plane ale unei lame transparente a cărei grosime variază.In primul caz iau naştere aşa numitele

franje de egală înclinare iar în al doilea caz franjele de egală grosime.

7.1 Franjele de interferenţă de egală înclinare. Să luăm în considerare o lamă cu feţele plan-paralele AA' şi BB' realizată dintr-un material dielectric omogen şi transparent (sticlă) de indice de refracţie n, care este iluminată cu lumină monocromatică de la o sursă întinsă I(fig.129).Din fiecare punct al sursei va porni spre suprafaţa lamei raze de lumină de diferite direcţii.Să considerăm una din aceste raze care provine de la punctul luminos S şi cade pe suprafaţa AA' a lamei sub un unghi de incidenţă i. Datorită reflexiilor şi refracţiilor pe cele două feţe ale lamei din această rază rezultă două serii de raze paralele :una formată din razele R_1,R_2....reflectate sub unghiul i faţă de normala la suprafaţa lamei şi a doua serie formată de razele T_1,T_2 transmise de lamă pe direcţia razei incidente.În cele ce urmează vom lua în considerare numai primele două raze ,reflectate R_1 şi R_2 şi primele două raze transmise T_1 şi T_2 deoarece celelalte raze care se reflectă de mai multe ori pe feţele lamei au intensităţi foarte mici şi acţiunea lor poate fi neglijată.

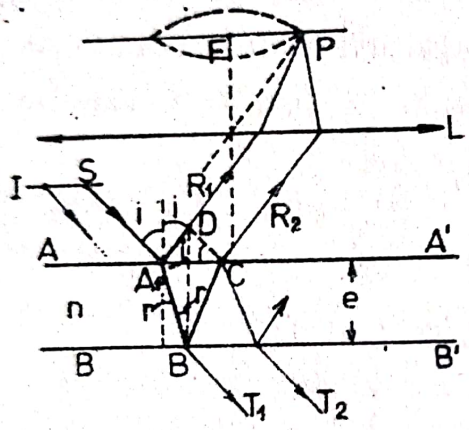


Fig. 129

Intrucît razele R_1 şi R_2 iau naştere din acelaşi rază incidentă,prin divizarea aceluiaşi grup de unde,ele sînt coerente şi pot produce fenomenul de interferenţă.Deoarece acest-

te raze sînt însă paralele, ele produc un sistem de franje de interferenţă localizate la infinit. Aceste franje pot fi observate privind direct suprafaţa lamei cu ochiul acomodat la infinit dar este mai comod să fie examinate în planul focal al unei lentile convergente L aşezată cu axa optică principală perpendiculară pe feţele lamei.

Lentila va strînge razele reflectate în punctul P aflat în planul ei focal. In acest punct, ca rezultat al interferenţei se va obţine o întărire sau o slăbire a intensităţii în funcţie de diferenţa de drum dintre razele R_1 şi R_2. Pentru a calcula această diferenţă de drum vom duce perpendiculara CD care reprezintă frontul de undă a fasciculului reflectat. După cum se vede din figură cele două raze se despart în punctul A_1. De aici şi pînă la frontul de undă prima rază parcurge drumul A_1D în aer iar a doua drumul A_1BC în lamă. Diferenţa de drum optic va fi :

$$(\Delta) = (A_1B+BC)n - (A_1D + \frac{\lambda}{2})$$

unde $\frac{\lambda}{2}$ reprezintă diferenţa de drum suplimentară care apare în timpul reflexiei luminii pe faţa AA' care separă aerul de lamă. Dacă mediul înconjurător ar fi avut indicele de refracţie mai mare decît a lamei, atunci diferenţa de drum suplimentară s-ar fi introdus la reflexia pe faţa BB', în calea celeilalte raze, şi ar fi apărut în expresia lui Δ cu semnul plus. Din figură rezultă că : $A_1B = BC = \frac{e}{\cos r}$ iar

$A_1D = A_1C \sin i = 2e \operatorname{tgr} \sin i$

Folosind legea refracţiei $\sin i = n \sin r$ vom scrie relaţia de mai sus sub forma

$$A_1D = 2e \frac{\sin r}{\cos r} \sin i = 2en \frac{\sin^2 r}{\cos r}$$

Făcînd înlocuirile în expresia diferenţei de drum vom avea :

$$\Delta = \frac{2en}{\cos r} - 2en \frac{\sin^2 r}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} = \frac{2en}{\cos r}(1 - \sin^2 r) - \frac{\lambda}{2}$$

sau

$$\Delta = 2ne\cos r - \frac{\lambda}{2} \qquad (141)$$

Această relaţie poate fi scrisă şi sub altă formă dacă ţinem seama de legea refracţiei şi de faptul că

$$\cos r = \sqrt{1-\sin^2 r} = \sqrt{1-\frac{\sin^2 i}{n^2}} = \frac{1}{n}\sqrt{n^2-\sin^2 i}$$

Ca urmare

$$\Delta = 2e\sqrt{n^2-\sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \qquad (142)$$

Deoarece lentila nu introduce nici o diferenţă de drum, Δ reprezintă efectiv acea diferenţă de drum cu care razele R_1 şi R_2 se întîlnesc în punctul P. Din motive de simetrie toate razele care pornesc de la punctul luminos S şi fac în spaţiu acelaşi unghi i cu normala la faţa lamei (un con de unghi 2 i) dau naştere la perechi de raze paralele de tipul razelor R_1 şi R_2. Aceste raze vor fi concentrate de lentila L în planul ei focal astfel încît punctele în care ele se întîlnesc două cîte două şi interferă formează un cerc de rază FP. Deoarece pentru o lamă dată (e şi n constante) Δ nu depinde decît de unghiul de incidenţă, rezultă că toate aceste perechi de raze au între ele aceeaşi diferenţă de drum, şi în consecinţă cerul de rază FP este un cerc de intensitate rezultantă constantă. Pentru o altă valoare a unghiului de incidenţă perechile de raze paralele coerente vor fi strînse în punctele unui cerc de altă rază şi vor avea între ele o diferenţă de drum de altă valoare constantă ş.a.m.d. Rezult că franjele de interferenţă vor fi cercuri concentrice cu centrul în focarul principal F al lentilei. Franjele pentru care $\Delta = K\lambda$ vor fi luminoase iar cele pentru care $\Delta = (2K+1)\frac{\lambda}{2}$ vor fi întunecate.

Cum diferenţa de drum depinde numai de unghiul de incidenţă al razelor pe lamă, rezultă că pentru perechile de raze coerente ce provin din orice punct al sursei obţinem în planul focal al lentilei L un sistem de franje care se suprapun

exact peste sistemul descris.In acest fel sistemele de franje circulare de la toate punctele sursei întinse se întăresc reciproc.

Deoarece fiecare din aceste franje circulare(inele) corespunde unui anumit unghi de incidenţă al razelor pe lamă ele se numesc franje de egală înclinare sau inelele lui Heidinger după numele descoperitorului lor.Dacă cunoaştem distanţa focală f a lentilei L şi dacă ne limităm la unghiuri de incidenţă mici(caz obişnuit în practică)astfel încît să avem sini≃tgi≃ i putem calcula razele inelelor corespunzătoare diferitelor unghiuri de incidenţă. Astfel, dacă notăm cu r_k raza inelului de ordinul k, corespunzător unghiului de incidenţă i_k, atunci din figură se vede că

$$r_k = f.tg\,i_k \simeq f.i_k$$

Pe de altă parte,observăm că în centrul inelelor(i=0) diferenţa de drum este maximă

$$\Delta_0 = 2en - \frac{\lambda}{2}$$

iar inelulside ordinul k îi va corespunde o diferenţă de drum mai mică

$$\Delta_k = 2e\sqrt{n^2-\sin^2 i_k} - \frac{\lambda}{2}$$

Deoarece între două maxime sau între două minime vecine diferenţa de drum variază cu λ,pentru un număr de k inele diferenţa de drum va fi

$$\Delta_0 - \Delta_k = \left(2ne - \frac{\lambda}{2}\right) - \left(2e\sqrt{n^2-\sin^2 i_k}\right) - \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

sau

$$2e\sqrt{n^2-\sin^2 i_k} = 2ne - k\lambda$$

Ridicînd ambii termeni ai acestei relaţii la patrat,neglijînd termenul în λ^2 şi aprximînd sin $i_k = i_k$ obţinem

$$i_k = \sqrt{\frac{n\lambda}{e}}\sqrt{k}$$

sau

$$r_k = f i_k = f\sqrt{\frac{n\lambda}{e}}\sqrt{k} \qquad (143)$$

De aici se vede că diametrele inelelor sînt direct proporţionale cu distanţa focală f a lentilei şi invers proporţionale cu rădăcina patrată din grosimea e a lamei.Pe de altă parte se vede că inelele se îndesesc spre margine deoarece razele lor succesive sînt între ele ca şi rapoartele rădăcinilor patrate ale numerelor întregi succesive, k.Diametrele inelelor depind deasemenea de lungimea de undă a radiaţiei utilizate.

Tabloul de interferenţă descris apare în lumină monocromatică de o anumită lungime de undă λ.Dacă lumina nu este monocromatică atunci pentru un unghi de incidenţă i dat,apar maxime pentru toate lungimile de undă λ_1, λ_2, λ_3 ...pentru care sînt satisfăcute relaţiile :

$$\Delta = k\lambda_1 = (k+1)\lambda_2 = (k+2)\lambda_3 = \dots\dots$$

Maximile care apar în acest caz sînt de forma unor inele colorate în roşu spre exterior şi violet spre interior conform formulei 143.Maximele de diferite ordine se suprapun de obicei unele peste altele din care cauză vizibilitatea franjelor scade. După cum am arătat mai sus franjele de interferenţă sînt cu atît mai dese cu cît lama este mai groasă.Din această cauză franjele de interferenţă de egală înclinare nu se pot observa în condiţii bune decît dacă se lucrează cu lumină monocromatică şi cu lame subţiri(de la cîţiva microni la cîţiva milimetri).

Interferenţa are loc şi în lumină transmisă.Din figură se vede că între razele coerente T_1 şi T_2 care trec prin lamă se introduce aceeaşi diferenţă de drum ca şi între razele R_1 şi R_2 numai că de data aceasta reflexia avînd loc la trecerea dintr-un mediu mai refringent(sticla)într-un mediu mai puţin refringent(aerul)nu apare diferenţa de drum suplimentară de $\frac{\lambda}{2}$ .De aceea la transmisie avem

$$\Delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \qquad (144)$$

De aici rezultă că dacă franjele de anumite ordine k sînt în reflexie maxime atunci ele vor fi în transmisie minime şi invers.Această concluzie se confirmă experimental.Vizibilitatea franjelor în lumină transmisă este însă mult mai mică decît în lumină reflectată datorită faptului că intensităţile razelor care interferă,de tipul razelor T_1 şi T_2 sînt mult diferite între ele şi în consecinţă minimele sînt mult diferite de zero.In felul acesta,franjele de interferenţă apar pe un fond luminos şi au un contrast foarte mic.

7.2.Franje de interferenţă de egală grosime.Să luăm acum în considerare o lamă(pană)transparentă de indice de refracţie n ale cărei feţe plane AA' şi BB' fac între ele un unghi α mic(fig.13o).O rază de lumină monocromatică I_1 care vine de la sursa punctiformă S, după ce se reflectă pe suprafaţa BB' dă naştere la raza I_1' care trece prin punctul P.Deoarece razele pornesc de la sursa S în toate direcţiile,între ele se va găsi şi o rază I_2 care cade în punctul P şi după reflexie pe suprafaţa AA' dă naştere razei I_2' .Razele I_1' şi I_2' după ce trec prin lentila convergentă L se întretaie în punctul P' care este imaginea punctului P.Deoarece aceste raze pornesc de la aceeaşi sursă punctiformă ele sînt coerente şi ca urmare vor interfera.In punctul P' se va obţine un maxim dacă diferenţa de drum dintre cele două raze este egală cu un număr întreg de lungimi de undă sau un minim dacă această diferenţă de drum este egală cu un număr ne-

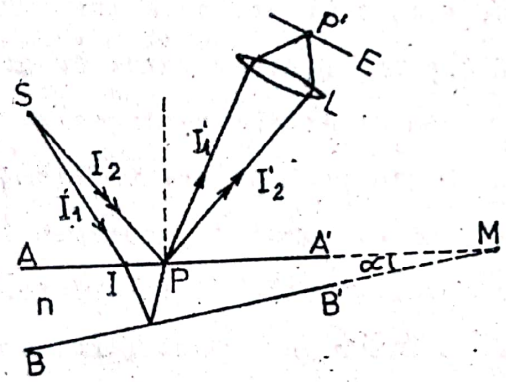


Fig.130

pereche de jumătăţi de lungime de undă.

Dacă unghiul diedru α dintre suprafeţele AA' şi BB' este mic(de ordinul minutelor)şi grosimea lamei este deasemenea mică (de ordinul 0,1 mm)atunci pe distanţa mică IP porţiunea de lamă poate fi socotită ca plan-paralelă.Pe de altă parte dacă sursa S se află departe de lamă, razele I_1 şi I_2 pot fi socotite ca paralele.In aceste condiţii,diferenţa de drum va fi dată cu aproximaţie ca şi în cazul precedent de relaţia

$$\Delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} \qquad (145)$$

unde e este grosimea plăcii în regiunea IP, i este unghiul de incidenţă a razelor, iar $\frac{\lambda}{2}$ este diferenţa de drum suplimentară care apare la reflexia în punctul P dacă lama este făcută dintr-un materual mai refringent(sticla) decît mediul în care ea este situată.Deoarece unghiul de incidenţă i este aproximativ acelaşi pentru toate perechile de raze coerente care trec prin lentila L,diferenţa de drum Δ va depinde practic numai de grosimea e a lamei.După cum ştim, o franjă de interferenţă este locul geometric al punctelor din spaţiu pentru care diferenţa de drum Δ este constantă.Deoarece Δ depinde numai de grosimea lamei în regiunea unde are loc interferenţa,franjele de interferenţă care iau naştere pe suprafaţa AA' a lamei corespund punctelor de pe lamă unde aceasta are aceeaşi grosime.(Aceste puncte formează zone paralele cu muchia penei).Din această cauză ele poartă denumirea de <u>franje de egală grosime</u>.Ele au forma unor drepte paralele cu muchia A'B' a penei(fig.131). Aceste franje se pot observa în planul imagine al lentilei L conjugat cu suprafaţa AA'.Cu alte cuvinte pentru a putea observa pe ecran franjele de interferenţă va trebui

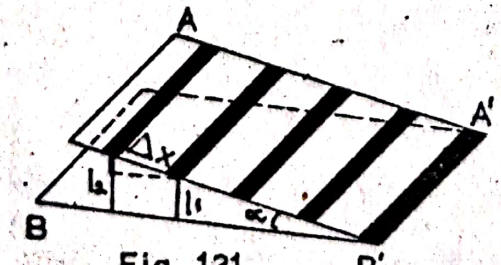


Fig. 131

să punem la punct lentila L în așa fel încît imaginea suprafeței AA' să se formeze în planul ecranului.Aceste franje sînt drepte paralele și echidistante.La muchia penei vom avea(în reflexie) o franjă neagră deoarece aici e=0 și $\Delta = \frac{\lambda}{2}$ (condiția de minim). A doua franjă întunecată apare cînd $\Delta=(2K+1)\frac{\lambda}{2} = 3\frac{\lambda}{2}$,a treia la $\Delta = 5\frac{\lambda}{2}$ ș.a.m.d. Între acestea se găsesc franjele luminoase date de condiția $\Delta=K\lambda$.Presupunînd că incidența este normală (i=0) putem scrie condiția de maxim pentru două franje luminoase vecine în felul următor :

$$\Delta_1 = 2ne_1 - \frac{\lambda}{2} = K\lambda$$

$$\Delta_2 = 2ne_2 - \frac{\lambda}{2} = (K+1)\lambda$$

unde e_1 și e_2 sînt grosimile penei în locurile unde se obțin aceste franje.Prin scădere obținem :

$$\Delta_2 - \Delta_1 = 2n\,(e_2 - e_1) = \lambda \qquad (146)$$

Aceeași relație se obține și pentru două franje succesive întunecate.Se vede astfel că la trecerea de la o franjă la o franjă vecină de același fel diferența de drum Δ variază cu o lungime de undă λ.Pe de altă parte,dacă notăm interfranja cu ΔX putem scrie

$$e_2 - e_1 = \Delta X.\sin\alpha$$

sau

$$\Delta X = \frac{e_2 - e_1}{\sin\alpha} = \frac{\lambda}{2n\sin\alpha} \simeq \frac{\lambda}{2n\alpha} \qquad (145)$$

De aici se vede că cu cît α este mai mic cu atît interfranja este mai mare și deci franjele vor fi mai depărtate.Măsurînd interfranja și cunoscînd mărimile n și λ putem determina unghiul α.Aceste franje pot fi văzute și cu ochiul liber.In acest caz rolul lentilei L îl joacă ochiul iar franjele de interferență se formează pe retină.Ochiul trebuie însă acomodat pe suprafața plăcii din care cauză franjele de interferență par că se află localizate pe suprafața de reflexie AA' a lamei.Ele nu apar dacă

fixăm privirea într-un punct P ' aflat undeva în faţa lamei.

Dacă placa se iluminează cu lumină nemonocromatică(de ex. cu lumină albă)atunci maximele corespunzătoare diferitelor lungimi de undă se suprapun.Franjele apar în acest caz colorate. Ele pot fi observate numai dacă diferenţa de drum este foarte mică.Astfel dacă lama are o grosime de ordinul lungimii de undă (sub un micron)în lumină albă lama pare a fi colorată într-o culoare a cărei nuanţă variază în funcţie de unghiul sub care o privim.Lama apare colorată în culoarea radiaţiilor care prin interferenţă se întăresc.Din condiţia de maxim $\Delta = 2e\sqrt{n^2-\sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda$ rezultă că aceste radiaţii au lungimea de undă în vid(aer) dată de relaţia :

$$\lambda_0 = \lambda_n = \frac{4en\sqrt{n^2-\sin^2 i}}{2k+1} \qquad (147)$$

De această origine sînt culorile pe care le observăm pe aidef,pe peliculele subţiri din baloanele de săpun,precum şi cele pe care le vedem uneori pe apa bălţilor care conţin la suprafaţă pelicule foarte subţiri de petrol sau de ulei.

Dacă lama subţire are pe o porţiune grosimea e_1,pe alta e_2,pe alta e_3...(fig.132)şi dacă unghiul de incidenţă al luminii albe este acelaşi (i=const)atunci diferenţele de drum vor fi respectiv $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3 \ldots$. In acest caz,pentru diferite porţiuni ale plăcii se vor obţine maxime pentru lungimi de undă diferite şi lama va apare colorată în culori diferite în funcţie de grosimea ei. Acest fenomen de interferenţă este cunoscut sub denumirea de "culorile lamelor subţiri".Ne putem da seama că aceste culori se datoresc interferenţei deoarece culorile lamei se schimbă în

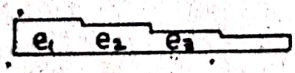


Fig. 132

funcţie de unghiul sub care o privim.Această schimbare a culorii nu ar avea loc dacă lama însăşi ar fi coloratã.

7.3.Inelele lui Newton. Un exemplu clasic de franje de interferenţă de egală grosime,localizate pe o lamă subţire,îl constituie franjele denumite inelele lui Newton.Aceste franje se formează cînd se iluminează o lentilă plan convexă cu raza de curbură mare(1-2 m)aşezată pe suprafaţa plană a unei plăci de sticlă(fig.134).Ele se datoresc interferenţei razelor coerente de timpul 1' şi 2' care se întîlnesc în diferite puncte P de pe suprafaţa lentilei după ce s-au reflectat,una pe faţa de jos a lentilei iar a doua pe faţa de sus a lamei.Stratul de aer aflat între lentilă şi suprafaţa plană reprezintă o lamă cu grosime variabilă.De aceea interferenţa va da naştere la franje de egală grosime.Deoarece curbele de egală grosime cînt cercuri concentrice cu centrele în punctul de contact a celor două suprafeţe,franjele de interferenţă,observate sub incidenţă normală,vor fi de asemenea cercuri cu centrul în O unde lentila face contact cu lama.

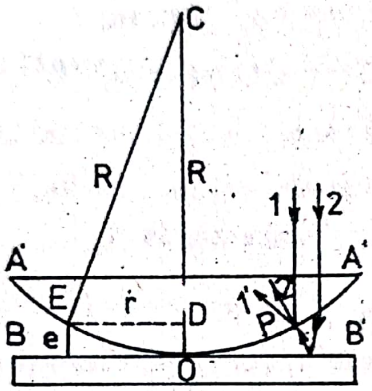


Fig.134

Să luăm în considerare o franjă de rază r care se formează în locul unde grosimea lamei de aer este e.Deoarece r este mult mai mic decît raza de curbură R a suprafeţei sferice ($r \ll R$)lama de aer poate fi socotită ca o pană iar diferenţa de drum dintre perechile de raze care interferă va fi dată de o relaţie asemănătoare cu relaţia (145) .

Dacă razele cad normal pe faţa lentilei atunci i=0 deci $\sin^2 i=0$.Deoarece indicele de refracţie al aerului este n=1 şi saltul de fază de π se face la reflexia pe suprafaţa BB'.

(în calea razei 2)vom obține pentru diferența de drum expresia

$$\Delta = 2\,e + \frac{\lambda}{2} \qquad (148)$$

Franjele luminoase(maximile)se vor forma pentru acele grosimi ale penei care îndeplinesc condiția

$$\Delta = 2\,e + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \qquad \text{unde } k=1,2,3... \qquad (149)$$

Razele acestor franje(inele)pot fi calculate cu ușurință.Într-adevăr din triunghiul dreptunghic CDE avem:

$$r^2 = R^2-(R-e)^2 = 2Re + e^2$$

Deoarece $e \ll R$,termenul e^2 poate fi neglijat în comparație cu $2Re$.De acesa vom avea aproximativ:

$$e = \frac{r^2}{2R}$$

Ținînd seama de condiția de maxim (149) vom scrie :

$$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = K\lambda$$

sau

$$r_k = \sqrt{\frac{2K-1}{2} R\lambda} \qquad (150)$$

In mod analog,din condiția de minim:

$$\Delta = 2e + \frac{\lambda}{2} = (2K+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{unde } K = 0,1,2.....$$

obținem pentru razele inelelor întunecate expresia

$$r_K^* = \sqrt{KR\lambda} \qquad (151)$$

In locul de contact al lentilei cu suprafața plană rămîne un strat de aer foarte subțire,a cărui grosime este mică în comparație cu lungimea de undă,Din această cauză diferența de drum dintre razele care se întîlnesc în acest punct($e=0$) va fi dată numai de diferența de drum suplimentară introdusă la reflexia pe suprafața BB': $\Delta = \frac{\lambda}{2}$,De acesa în centrul inelelor ($k=0$) apare o pată întunecată.Odată cu creșterea lui k diferența $(r_{k+1}-r_k)$ dintre razele a două inele vecine devine mai mică și inelele devin mai dese.In cazul luminii albe inelele lui Newton sînt colorate,inelele roșii de un anumit ordin avînd un

diametru mai mare decît cele albastre de acelaşi ordin.

Aceste inele se pot observa deasemenea şi în lumină transmisă.In acest caz însă,în expresia diferenţei de drum Δ nu mai apare diferenţa de drum suplimentară de $\frac{\lambda}{2}$ şi din această cauză centrul inelelor este luminos(fenomenul este complementar).

Măsurînd razele inelelor şi cunoscînd raza de curbură R a lentilei putem determina lungimea de undă λ a radiaţiei utilizate sau,cunoscîndu-l pe λ ,îl putem determina pe R.

Inelele lui Newton pot fi uşor observate dacă iluminăm o lentilă de ochelari de 0,5 dioptrii aşezată pe o placă de sticlă netedă.Dacă inelele sînt prea mici ele pot fi observate cu o lupă sau cu un microscop.

8.Straturile antireflex

Interferenţa pe lame subţiri a căpătat în ultimii ani o importantă aplicaţie practică.După cum ştim ocularele şi obiectivele aparatelor optice moderne sînt corijate de diferite defecte.In acest scop se asociază mai multe lentile ,în unele cazuri numărul lor ajungînd pînă la zece.Fiecare lentilă are două suprafeţe pe care lumina se reflectă parţial.Cu toate că micşorarea intensităţii luminii care pătrunde în aparat este mică la fiecare reflexie(aprox.4%)totuşi numărul suprafeţelor reflectătoare fiind mare fluxul luminos care străbate întregul sistem se micşorează considerabil.Pentru a evita pierderile de lumină prin reflexie,suprafeţele lentilelor se acoperă cu un strat subţire transparent avînd indicele de refracţie n şi grosimea e astfel alese încît razele reflectate pe ambele feţe ale stratului să se anuleze prin interferenţă. Deoarece prin interferenţă energia luminoasă nu dispare ci numai se redistribuie în spaţiu,stingerea razelor reflectate este însoţită de o creştere a intensităţii razelor reflectate care pătrund în interiorul sistemului optic.Astfel de straturi

poartă denumirea de <u>straturi antireflex</u>.

Pentru ca razele reflectate de feţele stratului să se stingă prin interferenţă trebuie ca diferenţa dintre drumurile lor optice $\Delta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}$ să fie egală cu $\frac{\lambda_0}{2}$ unde λ_0 este lungimea de undă a radiaţiilor respective în vid(aer) iar λ lungimea lor de undă în stratul cu indice de refracţie n. Dacă indicele de refracţie n_1 al lentilei este mai mare decît a stratului($n_1 > n$) atunci apare diferenţa de drum suplimentară de $\frac{\lambda}{2}$ şi la reflexia pe faţa de jos a stratului(fig. 135). In acest caz termenul $\frac{\lambda}{2}$ din expresia diferenţei de drum dispare. Pe de altă parte dacă incidenţa este aproape normală $\sin^2 i \simeq i$, de aceea putem scrie :

$$2 e n = \frac{\lambda_0}{2}$$

sau

$$e = \frac{\lambda_0}{4n} = \frac{\lambda}{4} \qquad (152)$$

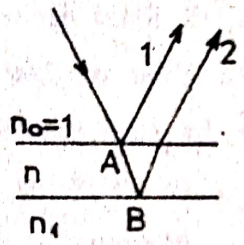


Fig.135.

De aici se vede că nu pot fi stinse toate radiaţiile spectrului vizibil. De aceea grosimea stratului se alege în aşa fel încît să fie stinsă radiaţia verde-galben(λ = 555 mμ)pentru care sensibilitatea ochiului este mai mare. In lumina reflectată vor predomina culorile albastru şi roşu şi de aceea stratul respectiv apare colorat într-o nuanţă albastră-purpurie. De aici vine denumirea de <u>optică albastră</u> dată pieselor optice tratate cu un astfel de strat antireflex.

Pentru ca cele două raze să se stingă complet prin interferenţă în afară de condiţia de opoziţie de fază(152)mai trebuie ca intensităţile celor două raze 1 şi 2 să fie egale, adică factorii de reflexie în punctele A şi B să fie egali. In conformi-

tate cu relaţia(38) vom putea scrie

$$\left(\frac{1-n}{1+n}\right)^2 = \left(\frac{n-n_1}{n+n_1}\right)^2$$

de unde obţinem

$$n = \sqrt{n_1} \qquad (153)$$

Astfel,de exemplu, pentru sticla cu $n_1=1,6$ avem $n=1,27$ iar din relaţia(152)rezultă $e \simeq 0,1\mu$.In acest caz un material convenabil pentru realizarea stratului antireflex este criolitul (Na_3AlF_6)care are indicele de refracţie $n \simeq 1,30$.Deşi condiţia (153)nu poate fi îndeplinită exact, factorul de reflexie scade de aproximativ şase ori.După cum se vede aceste straturi sînt foarte subţiri.Ele se depun pe sticlă prin evaporarea materialelor respective în vid sau se formează pe cale chimică pe o adîncime egală cu $\frac{\lambda}{4}$.In practică se utilizează deseori straturi ceva mai groase care satisfac condiţia

$$e = (2K+1)\frac{\lambda}{4} \qquad (154)$$

unde K este un număr întreg mic.Astfel de straturi sînt mai uşor de realizat.

Cu ajutorul mai multor straturi se poate ajunge la eliminarea prin interferenţă a două sau mai multe radiaţii.Astfel s-au realizat oglinzi care reflectă mult în domeniul vizibil dar reflectă foarte puţin radiaţiile infraroşii.Astfel de oglinzi numite"oglinzi reci"se utilizează de exemplu la operaţiile chirurgicale unde dorim să avem mare concentrare de lumină fără a avea în acelaşi timp şi concentrare de căldură.

De asemenea cu ajutorul straturilor subţiri se pot realiza oglinzi puternic reflectătoare pentru radiaţii de o anumită lungime de undă.In acest caz,grosimea stratului respectiv va trebui să fie astfel aleasă încît prin interferenţa celor două raze reflectate să se obţină un máxim(undele să fie în fază). Astfel de oglinzi selective(cu mai multe straturi)se utilizează

în construcţia"laserilor".Ele pot reflecta pînă la 99% din radiaţia monocromatică ce cade pe ele.Prin alegerea convenabilă a stratului se pot realiza lame semi -transparente care au factorii de reflexie şi de transmisie egali cu 5o%.Astfel de lame se folosesc atunci cînd avem nevoie să divizăm un fascicul luminos dat,în două fascicule de intensităţi egale.

9.Undele luminoase staţionare

Undele luminoase staţionare au fost puse în evidenţă experimental pentru prima dată de Wiener în anul 1890.Undele luminoase de o anumită lungime de undă λ se reflectau normal pe o oglindă plană AA' argintată pe faţa frontală(fig.136).Unda luminoasă incidentă interferă cu unda reflectată ce se propagă în sens invers dînd naştere la unde staţionare cu noduri şi ventre foarte apropiate.După cum se ştie distanţa dintre două ventre sau dintre două noduri vecine este egală cu $\frac{\lambda}{2}$ (aproximativ 0,28μ pentru lumina verde). Teoria arată că pe suprafaţa oglinzii se formează un nod deoarece prin schimbarea sensului vitezei,se schimbă sensul oscilaţiei,faza ei suferind un salt egal cu π (se pierde o semiundă) întocmai ca şi la reflexia pe un mediu dielectric mai refringent decît mediul din care provine lumina).In figură ventrele sînt arătate cu linii punctate iar nodurile cu linii pline.Wiener a reuşit să pună în evidenţă fotografic existenţa acestor noduri şi ventre.In acest scop el a utilizat o placă de sticlă transparentă SS' acoperită cu un strat foarte subţire($\frac{\lambda}{2o}$)de emulsie foto-

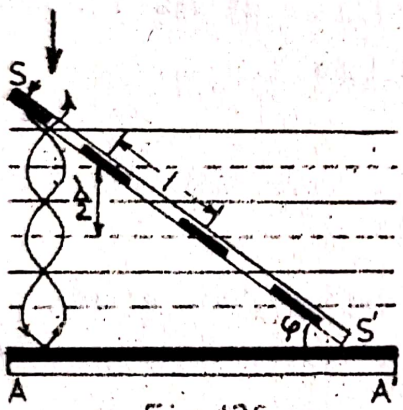


Fig. 136

grafică, aşezată sub un unghi φ foarte mic faţă de oglindă. De-a lungul dreptelor care corespund ventrelor, unde vibraţiile luminoase sînt maxime, se producea procesul fotografic şi după developare apăreau dungi negre echidistante şi paralele cu linia de intersecţie dintre oglindă şi placa fotografică. In dreptul nodurilor emulsia nu era impresionată, şi rămînea transparentă. După cum se vede din figură, distanţa ℓ dintre două dungi negre va fi

$$\ell = \frac{\lambda/2}{\sin\varphi} = \frac{\lambda}{2\sin\varphi}$$

Dacă unghiul φ este suficient de mic, atunci distanţa ℓ devine suficient de mare ca să poată fi măsurată. In experienţele lui Wiener φ se lua aproximativ de 1', aşa încît ℓ era de 1-2 mm (în funcţie de valoarea lui λ).

Experienţa lui Wiener arată că în regiunea de contact a plăcii cu oglinda emulsia nu este înegrită ceea ce înseamnă că pe suprafaţa oglinzii se formează un nod. De aici rezultă că faza undei se modifică într-adevăr cu π aşa cum arată teoria. Această experienţă are şi o altă consecinţă importantă. Intr-adevăr, în conformitate cu teoria electromagnetică, lumina este o undă electromagnetică în care oscilează vectorii cîmp electric $\vec{E}$ şi cîmp magnetic $\vec{H}$ perpendiculari unul pe altul (V. pct. 3. Introducere). In teoria electromagnetică se arată că în unda staţionară luminoasă ventrele vectorului cîmp electric corespund nodurilor vectorului cîmp magnetic şi invers. Se arată de asemenea că la reflexia pe o suprafaţă metalică vectorul $\vec{E}$ îşi schimbă semnul deci pe o astfel de suprafaţă vectorului $\vec{E}$ îi corespunde un nod, adică o valoare minimă. Din contra, pe suprafaţa reflectătoare metalică vectorului $\vec{H}$ îi corespunde un ventru deci o valoare maximă. Maximele şi minimele (ventrele şi nodurile) corespunzătoare acestor vectori se vor distribui de-a lungul undei staţionare care se formează în experienţa lui Wiener la distanţe

egale respectiv cu $\frac{\lambda}{4}$. Cunoscînd distribuţia nodurilor şi ventrelor pentru ambele componente $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ale undei electromagnetice putem să stabilim experimental care dintre aceste două componente are acţiune asupra diferiţilor receptori sensibili la lumină (ochiul omenesc,placa fotografică,ecranul fluorescent,celula fotoelectrică).Astfel,dacă asupra emulsiei fotografice are acţiune vectorul cîmp electric atunci înnegrirea ei nu trebuie să se producă la suprafaţa oglinzii metalice,unde se formează un nod, ci primul strat înnegrit va trebui să se formeze la distanţa $\frac{\lambda}{4}$,unde se formează primul ventru,iar cele următoare după fiecare $\frac{\lambda}{2}$,unde se formează ventrele următoare.Din contra, dacă rolul determinat îl are cîmpul magnetic atunci primul strat înnegrit trebuie să corespundă primului ventru al cîmpului magnetic,adică trebuie să se afle pe suprafaţa oglinzii.Experienţa lui Wiener a dovedit că acţiunea asupra plăcii fotografice o are cîmpul electric.Această concluzie este în acord cu teoria electronică,întrucît procesul fotografic este un proces de ionizare în care un electron este îndepărtat din legătura atomică a halogenurii de argint în principal sub acţiunea forţei electrice $e\vec{E}$ (cîmpul magnetic acţionînd doar asupra sarcinilor electrice aflate în mişcare are doar un rol secundar).Mai tîrziu(1892)Drude şi Nernst,înlocuind emulsia fotografică printr-un strat subţire de substanţă fluorescentă au arătat că maximul de acţiune corespunde ventrelor cîmpului electric.La aceeaşi concluzie au dus şi experienţele făcute cu straturi fotoelectrice.Rolul primordial îl are deci vectorul cîmp electric deoarece forţele electrice sînt acelea care acţionează în primul rînd asupra electronilor,atomilor şi moleculelor din care sînt alcătuite corpurile.Vectorul cîmp magnetic joacă

doar un rol secundar şi acţiunea lui nu poate fi pusă în evidenţă în mod direct.Din această cauză vectorul cîmp electric al undei luminoase este denumit deseori vector luminos.Cînd spunem deci că unda luminoasă suferă prin reflexie un salt de fază înţelegem că acest salt îl suferă cîmpul electric.

Fenomenul de formare a undelor luminoase staţionare poate fi folosit pentru obţinerea fotografiilor în culori.Primele experienţe în această direcţie au fost făcute de G.Lippmann în anul 1891.Procedeul propus de acesta constă în următoarele :pe o placă fotografică acoperită cu un strat gros de emulsie şi aşezată pe o oglindă de mercur se proiectează normal imaginea unui obiect colorat(fig.137).Datorită reflexiei pe oglindă iau naştere unde staţionare.In dreptul ventrelor emulsia este descompusă.După developare, în fiecare regiune a emulsiei iluminată cu lumină de o anumită culoare,se formează o serie de straturi de argint paralele cu suprafeţele plăcii şi distanţate între ele cu jumătate din lungimea de undă a radiaţiilor care au impresionat porţiunea respectivă a plăcii. Dacă această placă fotografică astfel pregătită este iluminată normal cu lumină albă,atunci dintre toate radiaţiile care cad pe ea vor fi întărite numai acelea care au aceeaşi lungime de undă(culoare)cu a radiaţiilor care au servit la impresionarea diferitelor ei porţiuni.In lumină reflectată normal placa apare colorată în culorile naturale ale obiectului colorat.

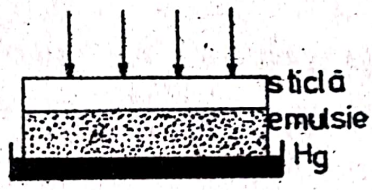


Fig.137

Deşi fotografierea directă a culorilor prin metoda interferenţială descrisă asigură cea mai fidelă redare a culorilor faţă de oricare din metodele de fotografiere în culori cunoscute,această metodă nu se foloseşte pe scară largă datorită unor dificultăţi de ordin tehnic.

Metoda Lippmann este totuşi de neînlocuit în micro-

biologie datorită faptului că redă în modul cel mai corect posibil culorile diferitelor preparate microscopice.

1o. Interferometre

Fenomenul de interferenţă poate fi folosit în ştiinţă şi tehnică pentru rezolvarea unei serii de probleme ca: măsurarea precisă a lungimilor de undă, a indicilor de refracţie, cercetarea structurii şi formei liniilor spectrale, măsurarea exactă a lungimilor, controlul exactităţii şlefuirii suprafeţelor optice etc. Aparatele construite în acest scop se numesc interferometre. Acestea pot fi :

a) interferometre cu două fascicule - în care se obţine interferenţa a două fascicule coerente după ce acestea parcurg în spaţiu drumuri separate destul de lungi înainte de a se suprapune şi

b) interferometre cu fascicule multiple - în care se obţine interferenţa mai multor raze coerente.

Din prima categorie cele mai importante sînt următoarele :

1o.1. Interferometrul Jamin. Este alcătuit din două plăci identice de sticlă A şi B plan-paralele, de egală grosime (3-4 cm) aşezate ca în fig.138. După ce raza de lumină care vine de la sursa S se reflectă pe ambele feţe ale plăcii A iau naştere razele 1 şi 2. Acestea la rîndul lor se reflectă de feţele plăcii B aşa că iau naştere razele 1 , 1' , 2 şi 2' . Dintre ele razele 1 şi 2 care au intensităţi egale se

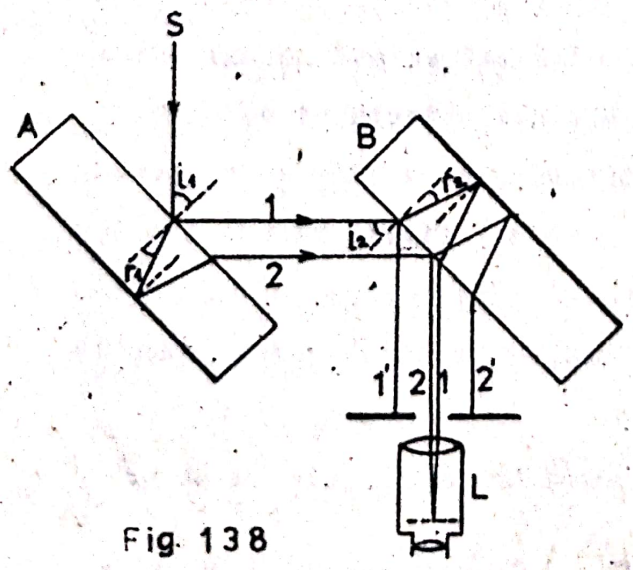


Fig. 138

suprapun şi interferă. Pentru a mări intensitatea acestor raze feţele posterioare ale lamelor, pe care au loc reflexii în sticlă, se argintează ca să fie oglinzi. Rezultatul interferenţei va depinde de diferenţa de drum Δ care există între razele coerente de tipul 1 şi 2 . In conformitate cu (143) această diferenţă de drum va fi :

$$\Delta = 2\, e\, n \cos r_1 - 2\, e\, n \cos r_2 \qquad (155)$$

unde r_1 şi r_2 sînt unghiurile de refracţie a razelor în cele două lame, e grosimea lamelor iar n indicele lor de refracţie.

Dacă lamele sînt aşezate paralel una faţă de alta, atunci $r_1 = r_2$ şi $\Delta = 0$. Cum $\Delta = 0$ pentru toate razele incidente, indiferent de valoarea unghiului de incidenţă i, vom obţine o iluminare uniformă peste tot cîmpul de interferenţă. Dacă rotim însă cu un unghi mic α una din lame în jurul unui ax perpendicular pe planul figurii atunci Δ devine diferit de zero şi vor apare franje de interferenţă de egală grosime. Intr-adevăr, notînd $r_2 - r_1 = \delta r$ şi ţinînd cont că $r_1 \simeq r_2 \simeq r$ obţinem :

$$\Delta = 2en(\cos r_1 - \cos r_2) = 2en\left[\cos(r_2 - \delta r) - \cos r_2\right] =$$
$$= 2en\left[\cos r_2 \cos \delta r + \sin r_2 \sin \delta r - \cos r_2\right]$$

sau, ţinînd seama că $\cos \delta r \simeq 1$ obţinem aproximativ :

$$\Delta = 2en \sin r\, \delta r \qquad (156)$$

Pe de altă parte, diferenţa dintre unghiurile de incidenţă pe cele două lame este egală cu unghiul α astfel că putem scrie:

$$\delta i = i_2 - i_1 = \alpha$$

Diferenţiind legea refracţiei $\sin i = n \sin r$ obţinem :

$$\delta r = \frac{\cos i \cdot \delta i}{n \cos r}$$

In condiţii obişnuite, cînd $i \simeq 45^0$ şi $n = 1{,}5$ se obţine

$$\delta r \simeq \frac{1}{2}\delta i = \frac{1}{2}\alpha$$

astfel că

$$\Delta \simeq e \cdot \alpha \sin i = en \sin r \alpha. \qquad (157)$$

De aici se vede că dacă $\alpha \neq 0$ iar placa A este iluminată cu un fascicul de lumină divergent, atunci pentru fiecare pereche de raze coerente corespunde alt i şi deci altă diferenţă de drum Δ. Ca rezultat, va apare un sistem de franje de interferenţă, fiecare dintre ele corespunzînd unui anumit unghi de incidenţă i. Apar prin urmare franje de egală înclinare, liniare şi echidistante normale la planul figurii. Distanţa dintre ele este cu atît mai mare cu cît unghiul α este mai mic.

Dacă însă placa A este iluminată cu un fascicul paralel de lumină monocromatică (i=const.) atunci pentru orice pereche de raze coerente diferenţa de drum este aceeaşi şi cîmpul de interferenţă apare uniform iluminat în culoarea radiaţiei respective. Luminozitatea este maximă cînd diferenţa de drum este egală cu un număr întreg de lungimi de undă şi minimă (cîmpul întunecat) cînd Δ este egal cu un număr nepereche de jumătăţi de lungime de undă. In cazul iluminării cu un fascicul paralel de lumină albă cîmpul de interferenţă apare uniform iluminat în culoarea radiaţiei de lungime de undă λ pentru care $\Delta = K\lambda$.

Pentru obţinerea franjelor de interferenţă este deci necesar să iluminăm placa A a interferometrului cu un fascicul de lumină divergent. Faptul că sistemul de franje este localizat ne permite să utilizăm surse întinse şi să obţinem franje de interferenţă intense. Cu toate acestea în lumină albă se observă doar cîteva franje în regiunea franjei centrale pentru care $\Delta = 0$. Pentru diferenţe de drum mai mari se obţine albul de ordin superior. Deoarece, perechile de raze interferente sînt paralele între ele observarea franjelor se face cu ajutorul unei lunete L reglată pentru infinit.

Plăcile interferometrului Jamin fiind groase, razele 1 şi 2 sînt mult depărtate între ele. Acest lucru permite ca în

calea uneia dintre ele să putem introduce un strat dintr-un mediu refringent oarecare care va introduce o diferenţă de drum suplimentară Δ' .Dacă indicele de refracţie al aerului este n_1, al stratului n_2,iar lungimea stratului este l atunci

$$\Delta' = l(n_2-n_1) \qquad (158)$$

Dacă $\Delta'=N\lambda$ atunci întregul tablou de interferenţă se va deplasa cu N franje.Se înţelege că numărul N poate fi şi fracţionar.Cunoscîndu-l pe l şi determindîndu-l pe N(prin numărare) putem să calculăm diferenţa dintre indicii de refracţie:

$$n_2-n_1 = \frac{N\lambda}{l} \qquad (159)$$

Dacă se cunoaşte n_1 se determină astfel n_2.Experienţa arată că o deplasare egală cu 1/10 dintr-o franjă se poate aprecia cu uşurinţă destul de precis.

Deoarece valoarea lui l poate fi luată destul de mare(de exemplu l =10 cm),lucrînd cu lumină monocromatică din domeniul vizibil($400 \leq \lambda \leq 800$ mμ) putem determina variaţii extrem de mici ale indicelui de refracţie(de ordinul milionimii din valoarea sa)cauzate de variaţia temperaturii, a presiunii,de prezenţa unor impurităţi sau de alţi factori.

Un interferometru de acest gen,prevăzut cu un şurub micrometric pentru citirea numărului de franje care se deplasează datorită variaţiei indicelui de refracţie se numeşte refractometru interferenţial.Fiind foarte sensibil el poate fi utilizat cu succes la determinarea indicilor de refracţie la gaze,a căror valori se deosebesc foarte puţin de unitate.Pentru aceasta în calea razelor 1 şi 2 se introduc două tuburi identice prevăzute cu ferestre din sticlă plan-paralele şi de grosime riguros egală.In unul din tuburi se introduce gazul care se cercetează iar din cel de al doilea se scoate aerul(se face vid).In acest caz n_1= 1 iar

$$n_2 = 1 + \frac{N\lambda}{l} \qquad (160)$$

unde λ este lungimea de undă a radiaţiei utilizate(de obicei radiaţia galbenă a sodiului cu $\lambda = 5890Å$), ℓ este lungimea unuia din tuburi iar N numărul de franje cu care se deplasează tabloul de interferenţă.

1o.2 Interferometrul Mach-Zehnder

Este asemănător cu interferometrul Jamin dar permite o separare mai bună a celor două fascicule fără a utiliza lame groase care sînt greu de realizat.El este alcătuit din două lame semitransparente L_1 şi L_2, de sticlă sau de cuarţ, şi din două oglinzi plane metalice O_1 şi O_2 (fig.139).Prin reflexie pe oglinzile O_1 şi O_2 iau naştere fasciculele coerente 1 şi 2 în drumul cărora se pot aşeza dispozitive pentru cercetări interferometrice.

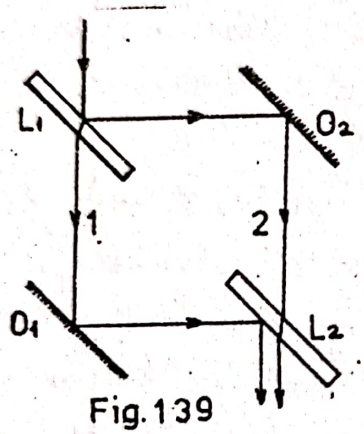


Fig.139

1o.3 Interferometrul Michelson

Razele de lumină care vin de la sursa întinsă S sînt transformate de lentila convergentă L într-un fascicul paralel şi trimise către o placă de sticlă D cu feţele plane şi paralele situată la 45° faţă de direcţia fasciculului incident(fig.14o).Această lamă are faţa posterioară semiargintată şi are rolul de a diviza fasciculul incident în două fascicule coe-

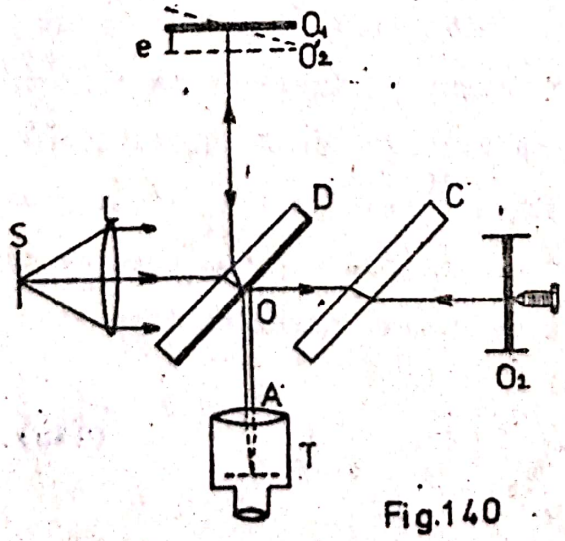


Fig.140

rente de intensităţi egale.O parte din fiecare rază incidentă se reflectă pe faţa semiargintată a acestei plăci şi se îndreaptă spre oglinda fixă O_1 iar altă parte o străbate şi ajunge la oglinda reglabilă O_2 .Reflectîndu-se de aceste oglinzi razele se întorc înapoi spre placa D (divizor de fascicule).Aici,raza venită de la O_1 trece prin placă iar cea venită de la O_2 se reflectă aşa că ele iau direcţia OA.Aceste raze provenind din aceeaşi rază incidentă sînt coerente şi deci vor interfera.Observăm că fiecare din aceste raze suferă cîte două reflexii din care una pe o oglindă iar a doua pe placa D.Raza care se reflectă de oglinda O_1 străbate însă placa D de trei ori pe cînd cea de a doua numai odată.Stim însă că pentru ca să putem observa franjele în lumină albă trebuie ca diferenţa de drum să fie foarte mică,adică drumurile optice să fie aproape egale.Pentru a realiza această condiţie trebuie să compensăm diferenţa de drum parcurs de raza O_1O în sticlă(dispersia)care face ca franja centrală să apară colorată.In acest scop,în drumul razei care se reflectă de oglinda O_2 se aşează o placă compensatoare C identică cu prima dar neargintată.In acest caz ambele raze străbat de cîte trei ori drumuri egale în sticlă şi efectul dispersiei este eliminat.

Dacă O_2' este imaginea oglinzii O_2 în oglinda semiargintată D, diferenţa de drum între cele două raze care interferă este aceeaşi ca şi cum lumina ar fi fost reflectată de oglinda O_1 şi de o oglindă care coincide cu imaginea O_2' .Din această cauză putem considera că în luneta de observaţie T se observă un tablou de interferenţă care ia naştere ca rezultat al reflexiei luminii pe o lamă de aer delimitată de planele O_1 şi O_2' .Dacă oglinzile O_1 şi O_2 sînt perpendiculare una pe alta atunci planele O_1 şi O_2' sînt paralele astfel că în lunetă se vor observa franje de egală înclă-

nare (localizate la infinit) care au forma unor cercuri concentrice.

Dacă O_1 și O_2' formează între ele un mic unghi, atunci interferența se produce ca într-o lamă în formă de pană. In lunetă se vor observa franje de egală grosime care au aspectul unor linii drepte paralele cu muchia penei.

Dacă deplasăm oglinda O_2 în așa fel încît imaginea ei O_2' să se suprapună exact peste O_1 atunci drumurile optice sînt riguros egale ($\Delta = 0$) și franjele de interferență dispar. In acest caz dispozitivul este echivalent cu o lamă de aer plan-paralelă de grosime practic egală cu zero cuprinsă între două plăci de sticlă. Dacă din această poziție de "contact optic" oglindă O_2 este rotită puțin în jurul unei axe verticale obținem franjele de egală grosime, iar dacă o deplasăm puțin paralel cu ea însăși obținem franjele de egală înclinare. Deplasînd această oglindă față de lama D se modifică diferența de drum dintre cele două raze care interferă iar franjele de interferență se deplasează. Deplasarea franjelor se socotește față de poziția franjei centrale. Deoarece în lumină monocromatică franja centrală nu se deosebește de celelalte, poziția ei se stabilește folosind lumina albă. Deoarece la reflexia razei O_2O pe lama D apare o diferență de drum suplimentară de $\frac{\lambda}{2}$ franja centrală este neagră. De ambele părți ale ei se obțin franje luminoase a căror intensitate scade pe măsură ce ne depărtăm de această poziție centrală.

Interferometrul Michelson are multiple aplicații practice dintre care vom aminti doar cîteva .

- Ca și interferometrul Jamin, el poate fi folosit la determinarea precisă a indicilor de refracție.

-Cu ajutorul interferometrului Michelson au fost făcute o se-

rie de experienţe importante pentru rezolvarea problemei "eterului" .Aşezînd interferometrul în aşa fel încît drumul uneia din raze să fie pe direcţia mişcării Pămîntului în jurul Soarelui iar drumul celelalte raze pe direcţie perpendiculară şi rotind apoi întregul aparat cu 90° ,Michelson nu constată nici-o deplasare a franjelor de interferenţă.De aici el deduce că viteza luminii este independentă de mişcarea Pămîntului şi că eterul luminos imobil nu există.Aceste rezultate au fost de o importanţă fundamentală pentru dezvoltarea teoriei relativităţii.

- Interferometrul Michelson are deasemenea aplicaţii foarte importante la studiul structurii radiaţiilor.Astfel,dacă lumina de la sursa S nu este monocromatică atunci fiecăreia din radiaţiile care o compun îi va corespunde un sistem de franje de interferenţă.Din această cauză,după caracterul tabloului de interferenţă,putem judeca dacă lumina este monocromatică sau nu.In cazul cînd radiaţia este complexă îi putem studia structura determinînd lungimile de undă ale radiaţiilor monocromatice care o alcătuiesc.

- Interferometrul Michelson a fost deasemenea utilizat la compararea metrului etalon cu lungimea de undă a unor radiaţii monocromatice,emise de anumite elemente în condiţii bine definite. Lungimea de undă a unor astfel de radiaţii este determinată de anumite legi fizice fundamentale ,care descriu procesele care au loc în interiorul atomului şi ca urmare ea nu depinde de proprietăţile materialului în care se găseşte atomul emiţător. Folosind interferpmetrul său Michelson a arătat că linia roşie a cadmiului are în aer la 0°C şi 760 mm Hg lungimea de undă $\lambda_{cd} = 6438,472$ Å .Faţă de această linie

$$1\ m = 1.553.165,5\ \lambda_{cd}$$

Etalonul de lungime poate fi astfel reprodus.

In prezent metrul etalon(internaţional)este definit în comparaţie cu linia orange a isotopului cripton 86, care este mai fină(îngustă).Pentru această linie în vid λ_{kr}=6o56,1252 Å (tranziţia $^2p_{10} - 5d_5$)astfel că :

$$1\ m = 1.65o.763,73\ \lambda_{kr}$$

1o.4 Microinterferometrul lui Linnik

Acest dispozitiv este construit pe principiul interferometrului Michelson şi serveşte pentru controlul exactităţii prelucrării suprafeţelor şlefuite.El reprezintă o combinaţie dintre un mic interferometru şi un microscop.Lumina care vine de la sursa S cade pe divizorul de fascicule D de forma unui cub alcătuit din două prisme (fig.141).Faţa corespunzătoare ipotenuzei uneia din prisme este semiargintată.Fasciculul de lumină în parte se reflectă pe acest strat iar în parte trece prin el.In urma reflexiilor care au loc pe suprafaţa A care se cercetează şi pe oglinda O iau naştere două unde coerente care interferă.Oglinda O fiind înclinată iau naştere (ca şi în interferometrul Michelson)franje de egală grosime

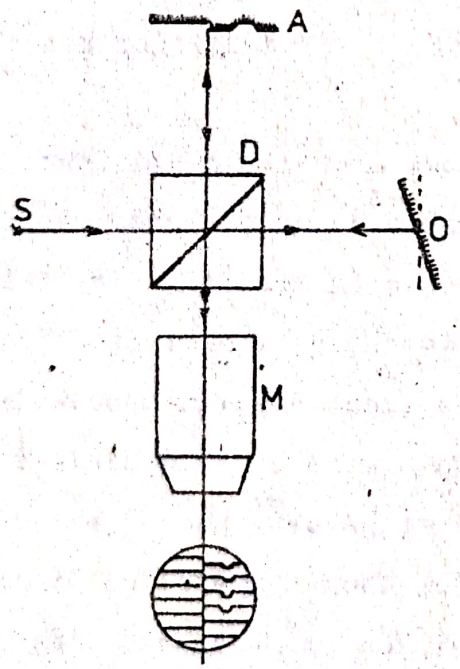


Fig.141

care se observă cu ajutorul microscopului M.Dacă suprafaţa studiată este perfect netedă atunci în cîmpul microscopului se observă franje de forma unor linii drepte(stînga).Dacă suprafaţa prezintă neregularităţi,atunci diferenţa de drum a razei care se reflectă de ea se modifică,franjele de interferenţă se deformează şi capătă aspectul celor din partea dreaptă a figurii.Metodele microinterferometrice ne permit să apreciem exactitatea şlefuirii suprafeţei respective cu o precizie de $0,1\lambda$ adică de ordinul $0,05\mu$.

10.5 Interferometrul lui Rayleigh

Este un dispozitiv de interferenţă care serveşte în special pentru determinarea precisă a indicilor de refracţie la gaze.El este o variantă a dispozitivului lui Young(fig.142).

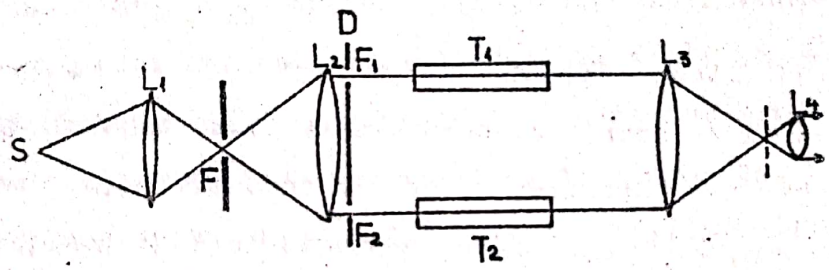


Fig. 142

Lumina de la o sursă S este concentrată cu ajutorul unei lentile L_1 pe o fantă F (cu lărgimea de $3 - 5\mu$).Această fantă se află situată în planul focal al lentilei L_2 care împreună cu fanta formează colimatorul aparatului.Imediat după lentila L_2 este aşezată o diafragmă D prevăzută cu două fante paralele F_1 şi F_2 care au rolul de a diviza fasciculul paralel incident în două fascicule coerente.Franjele de interferenţă se obţin în planul focal al lentilei convergente L_3 şi se observă cu ajutorul unei lupe puternice L_4 .Tabloul de interferenţă

este format dintr-o serie de franje liniare, luminoase şi întunecate, perpendiculare pe planul figurii (paralele cu fantele F_1, F şi F_2). In calea celor două fascicule coerente se aşează două tuburi identice T_1 şi T_2 fiecare închis la cele două capete cu cîte o lamă de sticlă cu feţe optic paralele. Dacă cele două tuburi sînt umplute cu gaze diferite, sau cu acelaşi gaz dar la presiuni diferite, variaţia drumului optic face ca franjele de interferenţă să se deplaseze pe o direcţie perpendiculară pe axa optică a sistemului spre tubul umplut cu gazul cu indice de refracţie mai mare. Diferenţa de drum optic în acest caz va fi:

$$\Delta = n_2 \ell - n_1 \ell = (n_2 - n_1)\ell$$

unde n_1 şi n_2 sînt indicii de refracţie a gazelor din cele două tuburi iar ℓ este lungimea comună a tuburilor.

Ţinînd seama de faptul că la o deplasare cu o franjă drumul optic variază cu o lungime de undă, putem scrie

$$\Delta = (n_2 - n_1)\ell = N\lambda \qquad (161)$$

unde N este numărul de franje cu care s-a deplasat tabloul de interferenţă iar λ este lungimea de undă a radiaţiei monocromatice folosite. Deplasarea franjelor se socoteşte faţă de poziţia franjei centrale ($\Delta = 0$) care se stabileşte folosind lumină albă. Cunoscînd indicele de refracţie al unuia din gaze (etalon), din relaţia precedentă putem determina indicele de refracţie a gazului studiat. Dacă în unul din tuburi facem vid astfel încît să avem $n_1 = 1$ obţinem pentru n_2 valoarea :

$$n_2 = 1 + \frac{N\lambda}{\ell} \qquad (162)$$

Cum $n_2 - 1$ este proporţional cu densitatea gazului (legea lui Gladstone) şi depinde de compoziţia lui chimică, pe această cale putem determina prezenţa unor impurităţi în gaz, precum şi variaţia densităţii gazului sub acţiunea presiunii sau a temperaturii.

Folosind radiaţii de diferite lungimi de undă,se poate determina valoarea indicelui de refracţie n pentru fiecare valoare a lungimii de undă.Pe baza acestor valori se poate trasa curba de dispersie a gazului studiat.

Cu ajutorul interferometrului Rayleigh,diferenţele dintre indicii de refracţie pot fi măsurate pînă la a şaptea zecimală.

§ 11.Interferometre cu fascicule multiple

Pînă acum,la studiul interferenţei în lame cu feţe plan paralele,am luat în considerare numai primele două raze obţinute prin reflexia pe cele două feţe ale lamei neglijînd efectul razelor care suferă mai mult de două reflexii(§ 7.1). Această aproximare este justificată dacă factorii de reflexie ai celor două suprafeţe sînt mici.Intr-adevăr,dacă intensitatea razei incidente pe o lamă de sticlă este considerată egală cu unitatea,atunci după cum ştim la fiecare reflexie se reflectă doar aproximativ 4% din intensitatea razei respective(R = 0,04). Ca urmare a reflexiilor succesive pe cele două feţe ale lamei intensitatea primei raze reflectate va fi 4%,a celei de a doua 3,65 %, a celei de a treia sub 0,01 % ş.a.m.d.Dacă însă factorul de reflexie este mare, apropiat de unitate,atunci,ca rezultat al reflexiei multiple,fiecare rază se desface într-un număr mare de raze coerente de intensităţi comparabile astfel că toate razele vor contribui la distribuţia intensităţii în tabloul de interferenţă.Avantajul întrebuinţării interferenţei multiple constă în faptul că franjele de interferenţă sînt extrem de fine în comparaţie cu cele obţinute prin interferenţa a numai două fascicule.Efectul interferenţei multiple se manifestă în reflexie prin franje negre fine pe un fond luminos iar în transmisie prin franje luminoase fine pe un fond uniform întunecat(tablourile de interferenţă sînt complementare).

Dintre dispozitivele în care se foloseşte interferenţa multiplă şi care are o largă utilizare în practică amintim:

11.1 Interferometrul Fabry-Perot

Este alcătuit din două plăci din sticlă sau cuarţ ale căror feţe semitransparente AA' şi BB' limitează un strat de aer cu feţele plan-paralele(fig.143).Paralelismul acestor feţe se menţine aţezînd între cele două plăci un distanţor de forma unui inel construit din cuarţ sau invar(materiale cu coeficient de dilatare neglijabil)şlefuit în mod special.Interferometrul cu un astfel de distanţor fix este cunoscut sub numele de etalon Fabry-Perot .In dispozitivele bune planeitatea feţelor reflectătoare AA' şi BB' şi paralelismul lor se realizează cu o precizie foarte mare, abaterea nedepăşind $\frac{\lambda}{100}$. Feţele exterioare ale plăcilor sînt înclinate faţă de cele interioare cu un mic unghi(1'-10') pentru a evita formarea de franje de interferenţă parazite prin interferenţa razelor reflectate de feţele exterioare.Să considerăm o rază de lumină monocromatică ce vine de la o sursă întinsă situată în planul focal al unei lentile convergente.Această rază cade pe prima placă sub un unghi de incidenţă i mic şi în urma reflexiei multiple pe feţele AA' şi BB' dă naştere la un sistem de raze 1, 2, 3 ... care trec prin cea de a doua lamă şi la sistemul de raze 1',2',3' ....care se întorc înapoi prin prima lamă.Fiecare din aceste fascicule, fiind format din raze coerente paralele,dă naştere la un sistem de franje localizate la infinit. In practică este mai comod

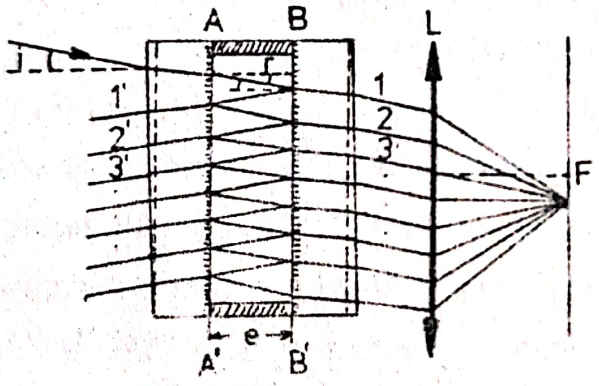


Fig. 143

să se lucreze în lumina transmisă.In acest caz,diferenţa de drum dintre două raze vecine, va fi dată de relaţia

$$\Delta = 2 e n \cos r \qquad (163)$$

în care e este grosimea lamei de aer, n- indicele de refracţie a aerului, iar r - unghiul de refracţie după ieşirea razei din prima placă (egal cu unghiul de incidenţă al razelor pe feţele AA' şi BB').Se vede astfel că, deoarece e şi n sînt constante, diferenţa de drum Δ depinde numai de unghiul r şi deci numai de unghiul de incidenţă i. In interferometrul (etalonul)Pabry-Perot se formează deci <u>franje de egală înclinare</u> .Aceste franje vor fi luminoase pentru acele valori ale unghiului de incidenţă pentru care este satisfăcută relaţia $\Delta = K\lambda$ .Ele se văd în planul focal al lentilei L sub formă de cercuri concentrice cu centrul în focarul F al lentilei.Se văd deasemenea şi cu ochiul liber dacă fixăm privirea spre plăcile interferometrului.

Deoarece în acest caz interferă un mare număr de raze maximele care se obţin devin înguste şi strălucitoare.Cu cît factorii de reflexie ai feţelor AA' şi BB' sînt mai mari cu atît numărul de raze care interferă este mai mare şi cu atît claritatea figurii de interferenţă care se obţine devine mai pronunţată(franjele devin mai înguste şi mai intense pe un fond întunecat).Pentru calculul distribuţiei intensităţii luminii (energiei)în figura de interferenţă se ţine seama de faptul că la fiecare reflexie intensitatea razei scade şi deci intensitatea razelor coerente succesive scade progresiv.Sumînd amplitudinile acestor raze şi ţinînd seama de defazarea existentă între ele ca urmare a diferenţei de drum Δ, se obţine pentru distribuţia intensităţii rezultante în lumina transmisă următoarea expresie:

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}} \qquad (164)$$

unde I_o este intensitatea fasciculului incident, R şi T sînt factorii de reflexie şi de transmisie ai suprafeţelor AA' şi BB' iar $\Delta\varphi$ este diferenţa de fază dintre două raze coerente succesive, legată de diferenţa de drum Δ prin expresia

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

De aici se vede că intensitatea depinde de factorii R şi T şi de diferenţa de fază $\Delta\varphi$. Ea trece prin valori maxime pentru acele valori ale lui $\Delta\varphi$ pentru care $\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 0$ adică pentru

$$\Delta\varphi = 0,\ 2\pi\ ,\ \ldots\ldots 2K\pi \quad \text{sau}$$

$$\Delta = 0, \lambda\ ,\ \ldots\ldots K\lambda$$

şi prin valori minime pentru $\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 1$ adică pentru

$$\Delta\varphi = \pi\ ,\ 3\pi\ \ \ldots\ (2K+1)\pi \quad \text{sau}$$

$$\Delta = \frac{\lambda}{2}\ ,\ 3\frac{\lambda}{2}\ \ldots (2K+1)\frac{\lambda}{2}$$

Raportul dintre intensitatea în maxime şi cea din minime va fi

$$\frac{I_M}{I_m} = \frac{T^2}{(1-R)^2} \cdot \frac{(1+R)^2}{T^2} = \frac{(1+R)^2}{(1-R)^2}$$

Pentru R = 0,9, de exemplu, acest raport este egal cu 361.

Maximile sînt deci în acest caz de 361 ori mai intense decît minimele. De aici rezultă că în cazul interferenţei multiple vizibilitatea franjelor devine foarte mare (apropiată de unitate). Din expresia intensităţii (164) rezultă deasemenea că franjele luminoase (maximile) sînt foarte înguste. Într-adevăr, deoarece funcţia $\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$ creşte repede imediat după ce devine diferită de zero (adică atunci cînd $\Delta\varphi$ creşte sau scade puţin faţă de $2K\pi$), numitorul creşte repede astfel că intensitatea descreşte foarte repede de o parte şi de alta a maximului. Descreşterea intensităţii se face cu atît mai brusc cu

cît factorul de reflexie R are o valoare mai mare.

Distribuţia intensităţii după un diametru al inelelor de interferenţă în funcţie de diferenţa de drum Δ pentru diferite valori ale factorului de reflexie R este dată în fig. 144.De aici rezultă că în cazul factorilor de reflexie mari franjele de interferenţă se formează practic pe un fond negru.Aceasta face ca ele să poată fi reperate cu mai multă uşurinţă şi interfranja să poată fi evaluată cu precizia pînă la $\frac{1}{100}$ dintr-o interfranjă sau chiar mai precis.

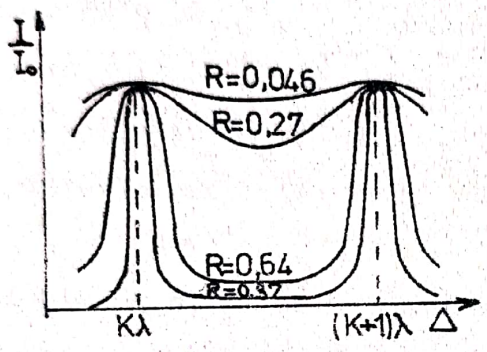


Fig.144

Dacă se fac observaţii în lumină reflectată se vor obţine franje negre fine pe un fond luminat.

In cazul în care plăcile interferometrului au feţele de reflexie argintate,apare un dezavantaj datorită faptului că stratul de argint absoarbe o parte din fluxul luminos incident ceea- ce duce la micşorarea intensităţii franjelor(creşterea lui R este însoţită de mărirea absorbţiei şi de scăderea factorului de transmisie T).De aceea în practică în locul straturilor de argint se folosesc straturi de aluminiu care au factorul de reflexie ceva mai mic decît argintul dar au şi absorbţie mai mică.Pentru a mări şi mai mult intensitatea franjelor se folosesc straturi multiple de dielectrici cu factor de reflexie mare (0,98)şi cu absorbţie mică.

Interferometrul Fabry-Perot este folosit în special la studiul structurii şi lărgimii liniilor spectrale.După cum ştim

sursele luminoase emit radiaţii sub formă de grupuri de unde formate din radiaţii monocromatice de diferite lungimi de undă. Datorită însă ciocnirilor precum şi interacţiunilor electrice şi magnetice pe care le suferă sistemul emiţător(atomul sau molecula)din partea mediului înconjurător radiaţiile luminoase nu sînt riguros monocromatice ci au întodeauna o anumită lăţime. Fiecare radiaţie monocromatică este prezentă în fasciculul luminos cu o anumită intensitate a cărei curbă de distribuţie în funcţie de lungimea de undă este de forma celei reprezentate în fig.145.

Mărimea $\Delta\lambda$ pentru care intensitatea liniei scade la jumătate din valoarea ei maximă se numeşte <u>lărgimea liniei spectrale</u> .Această mărime caracterizează monocromaticitatea radiaţiei. Putem considera astfel că linia monocromatică este formată din două radiaţii de lungimi de undă λ_1 şi λ_2 unde $\lambda_2=\lambda_1+\Delta\lambda$. Radiaţiile cu aceste lungimi de undă vor da naştere la două sisteme de franje circulare ale căror raze,pentru un ordin de interferenţă dat, vor fi mai mari pentru radiaţia cu lungimea de undă $\lambda_2$decît pentru radiaţia cu lăngimea de undă λ_1.Diferenţele de drum optic corespunzătoare celor două limite ale liniei spectrale vor fi : $K\lambda$ şi $K(\lambda+\Delta\lambda)$ .Odată cu creşterea lui K sistemele de franje se îndesesc,astfel că pentru o valoare suficient de mare a lui K pentru care

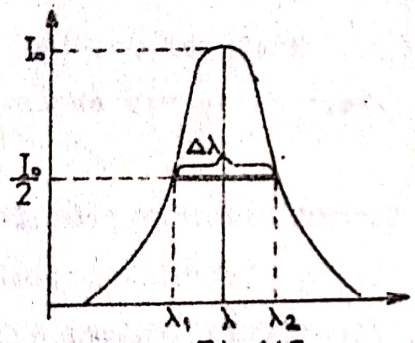


Fig.145

$$\Delta = K(\lambda_1+\Delta\lambda)=(K+1)\lambda_1 \qquad (165)$$

franjele de interferenţă dispar(se obţine o iluminare uniformă). Ţinînd seama de această relaţie şi de faptul că $\lambda_1 \simeq \lambda_2 = \lambda$ (valoarea medie) obţinem :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{K} \qquad (166)$$

Pe de altă parte, dacă utilizăm condiţia de maxim $2e\cos r = K\lambda$ şi ţinem seama că $n \simeq 1$, $\cos r \simeq 1$ (se lucrează cu inele apropiate de centru) obţinem $K = \frac{2e}{\lambda}$ astfel că

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2e} \qquad (167)$$

Pentru a determina deci lărgimea liniei spectrale trebuie să măsurăm grosimea e a lamei de aer a interferometrului pentru care dispar franjele de interferenţă. Deoarece în astfel de măsurători este nevoie să se modifice distanţa dintre plăcile interferometrului, fără însă să se strice paralelismul lor, se folosesc colecţii de etaloane cu inele de diferite grosimi sau dispozitive micrometrice speciale. In acelaşi scop se poate varia diferenţa de drum optic Δ variind presiunea aerului(deci valoarea lui n) dintre plăcile interferometrului aflat într-o incintă ermetică(barocameră).

Prin această metodă, Michelson a găsit pentru linia roşie a cadmiului $\Delta\lambda = 0{,}014$ Å . Pentru linia verde a mercurului ($\lambda = 5461$ Å) s-a găsit $\Delta\lambda = 0{,}007$ Å iar pentru radiaţia verde a kriptonului, emisă într-un tub de descărcare în aer lichid, $\Delta\lambda = 0{,}006$ Å .

Măsurătorile au arătat că în multe cazuri liniile care se consideră simple(monocromatice) sînt în realitate complexe (au o structură fină). Astfel, linia verde a mercurului este compusă din opt componente monocromatice(sateliţi). O astfel de structură complexă are şi linia roşie a cadmiului.

11.2 Interferometrul(lama)Lummer-Gehrcke

Este constituit dintr-o placă lungă de sticlă sau

cuarț cu fețele plane și paralele avînd grosimea de aproximativ un centimetru (fig.146).La unul din capete lama este prevăzută

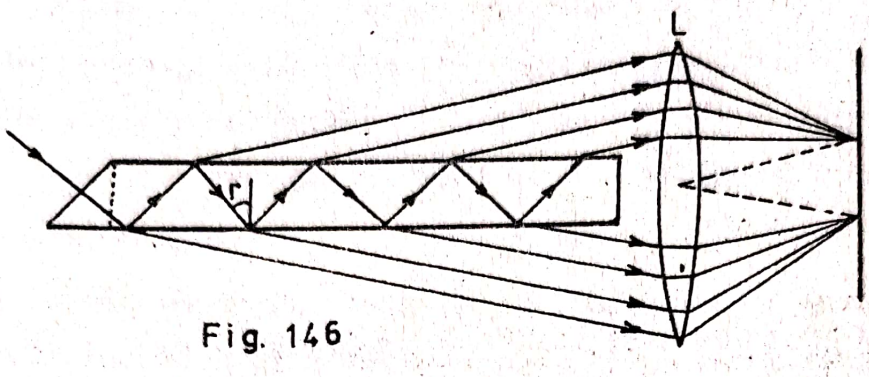


Fig. 146

cu o mică prismă dreptunghiulară pe care se trimite un fascicul paralel de lumină sub incidență normală pentru ca pierderile de lumină prin reflexie să fie cît mai mici.Razele de lumină se propagă în lamă căzînd pe fețele ei interioare sub unghiuri r doar cu puțin mai mici decît unghiul limită de reflexie totală. In aceste condiții factorul de reflexie pentru toate razele reflectate este aproape egal cu unitatea.Prin fiecare față a lamei iese astfel cîte un fascicul format din raze coerente,paralele,de intensități comparabile.Razele succesive au între ele aceeași diferență de drum

$$\Delta = 2\, n\, e \cos r$$

unde e este grosimea lamei ,iar n -indicele ei de refracție.

Dacă pe lamă cade lumina provenită de la o sursă întinsă atunci razele incidente și ca urmare și cele refractate corespund unor valori diferite ale lui r.In planul focal al lentilei L obținem de acesa franje de interferență de egală înclinare în forma unor mici segmente de drepte, înguste și strălucitoare paralele cu suprafețele lamei(In realitate fran-

jele sînt mici porţiuni de hiperbole).

Lama Lummer-Gehrcke permite să se obţină diferenţe de drum mari şi este folosită la studiul structurii fine a liniilor spectrale.In comparaţie cu interferometrul Fabry-Perot ea are avantajul că nu necesită un reglaj special şi dă franje mai luminoase deoarece fasciculul incident nu este slăbit prin absorbţie.Pînă nu demult lama Lummer-Gehrcke a fost cel mai bun interferometru disponibil pentru cercetări în domeniul spectral ultraviolet.Progresele recente făcute în tehnica obţinerii straturilor subţiri transparente în ultraviolet, au permis să se construiască interferometre Fabry-Perot care dau rezultate mai bune decît lama Lummer-Gehrcke astfel că aceasta are în prezent o utilizare mai restrînsă.

11.3. Filtre interferenţiale

In diferite scopuri practice este deseori necesar să se obţină lumină monocromatică.Un mijloc comod îl constituie filtrarea luminii albe cu ajutorul sticlelor colorate.Aceste filtre lasă să treacă însă radiaţiile dintr-un interval destul de larg de lungimi de undă astfel că radiaţiile obţinute nu sînt suficient de monocromatice pentru măsurători precise.O separare foarte bună a radiaţiilor monocromatice se poate obţine cu ajutorul filtrelor interferenţiale care funcţionează pe principiul etalonului Fabry-Perot.

Un filtru interferenţial este construit dintr-o placă subţire de sticlă sau cuarţ ale cărei feţe sînt făcute semitransparente prin acoperirea cu straturi subţiri de argint sau aluminiu.Dacă o astfel de placă este iluminată sub incidenţă normală cu lumină albă,prin reflexia multiplă a fasciculului se obţine interferenţa pentru toate componentele monocromatice. Dintre acestea,cele pentru care este îndeplinită condiţia de maxim $\Delta = 2 n e = K\lambda$ se vor întări prin interferenţă iar

celelalte se vor slăbi reciproc.Dacă grosimea e a lamei este suficient de mică,astfel încît condiţia de maxim să fie satisfăcută numai pentru o singură valoare a lungimii de undă, obţinem un filtru monocromatic care lasă să treacă prin el numai radiaţia de o anumită culoare.Filtrele de interferenţă de bună calitate,prevăzute cu mai multe straturi alternate de MgF_2 şi ZnS,selectează radiaţiile dintr-un domeniu spectral foarte îngust cuprins între 1o şi 2o Å. Factorul de transmisie pentru aceste filtre este de aproximativ 5o % .

Filtrele interferenţiale au largi utilizări în analizele spectrale,în cercetările fotometrice şi colorimetrie, în astrofizică, în automatică şi în alte domenii.

CAPITOLUL VIII

DIFRACTIA LUMINII

1.Introducere

Încă de la începutul cursului,cînd am vorbit despre legea propagării rectilinii a luminii, am atras atenţia asupra faptului că această lege nu este riguros valabilă în toate cazurile şi că abaterile de la ea sînt cu atît mai importante cu cît deschiderile prin care trece lumina sînt mai mici. Pentru a înţelege mai bine în ce constau aceste abateri să facem următoarea experienţă : luăm o sursă puternică de lumină S de dimensiuni cît mai mici şi o aşezăm la o oarecare distanţă de un ecran opac F în care este făcută o deschidere circulară ab cu un diametru de ordinul centimetrului iar la o oarecare distanţă aşezăm un alt ecran F' pe care observăm conturul petei de lumină a'b' (fig.147). Vom vedea că în aceste condiţii,pata de lumină are conturul net

adică trecerea de la lumină la regiunea de umbră se face brusc.In conformitate cu legea propagării rectilinii a luminii,dimensiunile petei de lumină sînt determinate de intersecţia ecranului E' cu conul ce are vîrful în S şi se sprijină pe deschiderea ab.

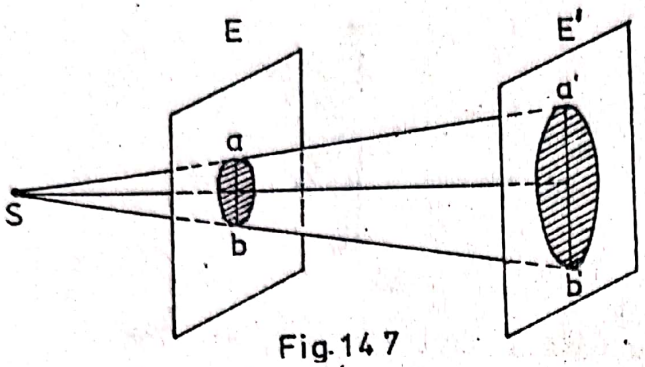


Fig.147

Dacă schimbăm ecranul E cu ecrane ce au deschideri ab din ce în ce mai mici vom constata că pata de lumină a'b' la început se micşorează apoi începe să crească odată cu micşorarea deschiderii,astfel încît lumina nu mai rămîne în conul amintit ci pătrunde în umbra geometrică a ecranului.La o examinare mai atentă se constată că în cazul deschiderilor foarte mici (comparabile cu lungimea de undă),conturul petelor de lumină nu mai este net delimitat.El este însoţit de franje luminoase şi întunecate alternative.Fenomenul de pătrundere a luminii în umbra geometrică a corpurilor a primit denumirea de <u>difracţia luminii</u> .Franjele care însoţesc conturul umbrei geometrice aufost numite <u>franje de difracţie</u>. Asupra fenomenului de difracţie au fost făcute numeroase studii teoretice şi experimentale.Toate acestea au arătat că difracţia luminii este o manifestare a caracterului ei ondulatoriu.Pătrunderea luminii în umbra geometrică a corpurilor poate fi explicată pe baza principiului lui Huygens.După cum ştim acest principiu ne permite să găsim poziţia frontului de undă la un moment oarecare dacă cunoaştem poziţia frontului de undă la un moment anterior.El se poate enunţa în felul următor . Orice punct al frontului de undă poate fi considerat ca o sursă secundară, iar la un moment ulterior noul front de undă este dat de învelitoarea undelor elementare care iau naştere în jurul acestor puncte.

Să presupunem că o undă plană AA' întîlneşte un ecran EE' prevăzut cu o deschidere ab(fig.148).Dacă mediul prin care se propagă lumina este omogen, putem considera că din fiecare punct al deschiderii atins de suprafaţa de undă iau naştere unde elementare sferice.După cum se vede din fig. 148 a învelitoarea acestor

unde sferice rămîne plană numai în regiunea centrală a deschiderii.La margini ea se curbează.Deoarece razele de lumină sînt

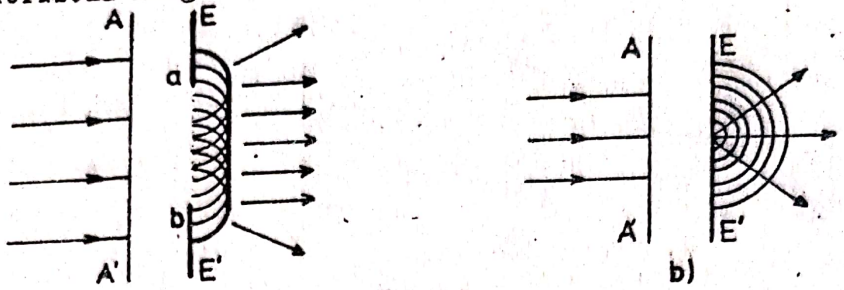


Fig.148

perpendiculare la suprafaţa de undă în orice punct, ele îşi schimbă direcţia la marginile deschiderii şi pătrund deci în spatele ecranului.Dacă dimensiunile deschiderii ab sînt foarte mici,putem considera că din ea porneşte o singură undă sferică iar razele vor avea toate direcţiile (fig.148 b) .Deci principiul lui Huygens ne permite să determinăm direcţiile razelor difractate,el nu ne dă totuşi posibilitatea să determinăm amplitudinea oscilaţiilor care se propagă pe o anumită direcţie. Deoarece energia oscilaţiei rezultante într-un punct dat al spaţiului este proporţională cu patratul amplitudinii,intensitatea undelor care ocolesc obstacolul rămîne deasemenea nedeterminată.

§2. Principiul Huygens - Fresnel

Pentru a putea calcula intensitatea luminii difractate într-o direcţie oarecare Fresnel completează principiul lui Huygens cu principiul interferenţei undelor luminoase secundare. Fresnel consideră că intensitatea luminii (iluminarea)într-un punct P exterior unei suprafeţe oarecare Σ care închide o sursă punctiformă S, este determinată de rezultanta oscilaţiilor ce sosesc în P de la toate sursele secundare fictive de pe suprafaţa Σ .Aceste surse secundare trimit în P unde coerente,deoarece toate aceste unde porvin de la aceeaşi sursă punctiformă, aşa că intensitatea luminii în P este determinată de starea de interferenţă din acest punct.Această combinare a principiului lui Huygens cu principiul interferenţei se numeşte principiul Huygens-Fresnel.

Să presupunem acuma că Σ reprezintă frontul de undă la

un moment dat al undelor emise de sursa monocromatică punctiformă S(fig.149).Potrivit principiului Huygens-Fresnel putem înlocui acţiunea sursei S în punctul P cu acţiunile punctelor de pe suprafaţa Σ considerate ca izvoare luminoase coerente între ele.Cu alte cuvinte,pentru ca să calculăm amplitudinea oscilaţiilor care vin în punctul P de la sursa S

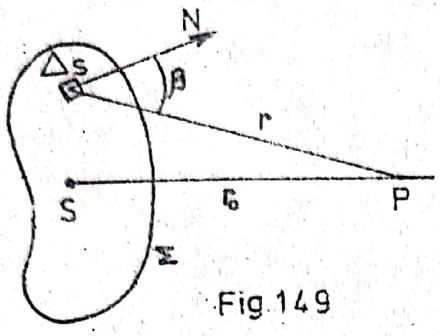


Fig.149

va trebui să determinăm amplitudinile oscilaţiilor care vin în punctul P de la toate elementele de suprafaţă ΔS şi apoi să le compunem.Amplitudinea oscilaţiei va fi proporţională cu aria ΔS a elementului de suprafaţă (cu numărul de surse coerente) şi invers proporţională cu distanţa r dintre ΔS şi P.(Deoarece suprafaţa frontului de undă creşte proporţional cu r^2 rezultă că energia undei pe unitate de suprafaţă scade invers proporţional cu r^2 astfel că amplitudinea scade invers proporţional cu r).Fresnel mai face ipoteza că amplitudinea oscilaţiei care ajunge în P de la elementul de suprafaţă ΔS scade necontenit odată cu creşterea unghiului β dintre normala N şi direcţia r.Astfel amplitudinea ia valoarea maximă pentru $\beta=0$ şi scade pînă la zero pentru $\beta=\frac{\pi}{2}$. Pentru $\beta>\frac{\pi}{2}$ undele secundare nu ajung în punctul P(nu există unde de întoarcere).

Faza oscilaţiilor care sosesc în punctul P este determinată de distanţa r parcursă de unde.Sumarea unor astfel de oscilaţii elementare se face cu ajutorul calculului integral şi în majoritatea cazurilor este o operaţie complicată.In unele cazuri însă, după cum a arătat Fresnel,integrarea poate fi înlocuită printr-o sumare obişnuită algebrică sau grafică.

§ 3.Metoda zonelor lui Fresnel

Să examinăm astfel cazul cînd lumina trece printr-o deschidere circulară(fig.15o).Să presupunem că în S se află o sursă punctiformă de lumină de la care pornesc unde sferice.Aceste unde ajung la ecranul EE' prevăzut cu o deschidere circulară de rază ρ. In felul acesta se limitează numai o porţiune din unda sferică de rată R care ajunge la ecran.Ne propunem să determinăm efectul aces-

tei unde într-un punct P aflat pe dreapta SP la distanţa r_o de punctul P_o(polul undei).Vom studia apoi cum variază acest efect în funcţie de mărimea deschiderii şi de poziţia punctului P.Pentru aceasta vom împărţi suprafaţa de undă Σ în zone inelare(zonele lui Fresnel)construite în aşa mod încît distanţele de la marginile zonelor vecine pînă la punctul P să se deosebească printr-o jumătate de lungime de undă:

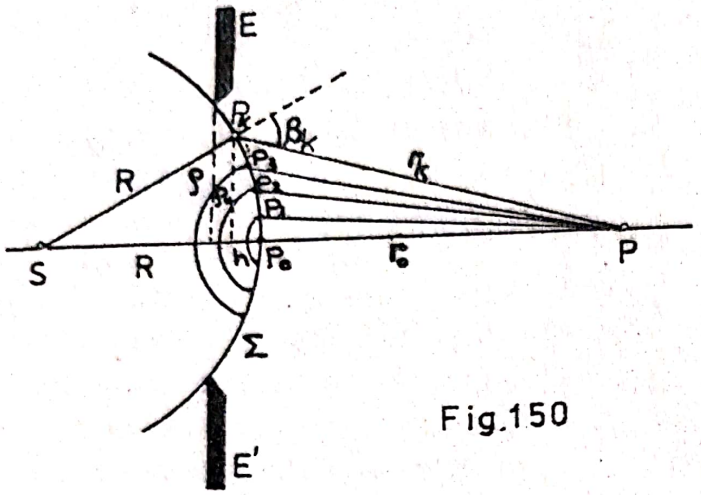


Fig.150

$$P_1P - P_oP = P_2P - P_1P = P_3P - P_2P = \dots \lambda/2 \qquad (169)$$

Pentru aceasta secţionăm suprafaţa de undă Σ cu sfere care au centrul în punctul P şi care au razele $r_o, r_o+\lambda/2, r_o+2\frac{\lambda}{2}, \dots$ $r_o + k\frac{\lambda}{2}$ unde k este un număr întreg.In acest caz,oscilaţiile care sosesc în punctul P de la regiunile corespunzătoare ale zonelor vecine, parcurgînd distanţe care diferă între ele cu $\lambda/2$, vor fi în opoziţie de fază ($\Delta\varphi = (2k+1)\pi$).In conformitate cu cele arătate mai sus, amplitudinile oscilaţiilor care vin de la fiecare zonă k vor depinde de suprafaţa zonei,de distanţa r_k de la zona respectivă la punctul P şi de unghiul β_k pe care îl formează direcţia r_k cu normala la suprafaţa zonei.Vom nota cu ρ_k raza unei zone oarecare k şi cu h înălţimea calotei corespunzătoare .După cum se vede din figura (15o) :

$$\rho_k^2 = R^2 - (R - h)^2 = r_k^2 - (r_o - h)^2 \qquad (17o)$$

De aici rezultă

$$h = \frac{r_k^2 - r_o^2}{2(R+r_o)} \qquad (171)$$

Am văzut însă că distanţa r_k pînă la zona k este cu $k\frac{\lambda}{2}$ mai mare decît distanţa r_o :

$$r_k = r_o + k\frac{\lambda}{2}$$

Prin urmare

$$r_k^2 - r_o^2 = kr_o\lambda + k^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$$

Deoarece însă lungimea de undă λ este mult mai mică decît r_o, termenul care-l conţine pe λ^2 poate fi neglijat. Obţinem deci aproximativ :

$$r_k^2 - r_o^2 = kr_o\lambda \qquad (172)$$

De unde :

$$h = k\frac{r_o}{R+r_o}\cdot\frac{\lambda}{2} \qquad (173)$$

Pe de altă parte, suprafaţa calotei de înălţime h este :

$$S_k = 2\pi Rh .$$

Inlocuindu-l pe h cu valoarea lui calculată mai înainte vom avea :

$$S_k = k\frac{\pi R r_o}{R+r_o}\lambda$$

Pe această calotă se află aşezate k zone. Pentru a afla suprafaţa unei singure zone vom face diferenţa dintre S_k şi suprafaţa S_{k-1} care conţine o zonă mai puţin :

$$S = S_k - S_{k-1} = k\frac{\pi R r_o}{R+r_o}\lambda - (k-1)\frac{\pi R r_o}{R+r_o}\lambda$$

Obţinem deci

$$S = \frac{\pi R r_o}{R+r_o}\lambda \qquad (174)$$

De aici rezultă că suprafaţa unei astfel de zone nu depinde de k, deci toate <u>zonele au aceeaşi suprafaţă</u>. Lărgimea acestor zone scade din centru spre margini aşa cum se arată în fig.151. Razele acestor zone sînt proporţionale cu rădăcina pătrată a numerelor întregi succesive întocmai ca şi razele inelelor lui Newton (formula 18o).

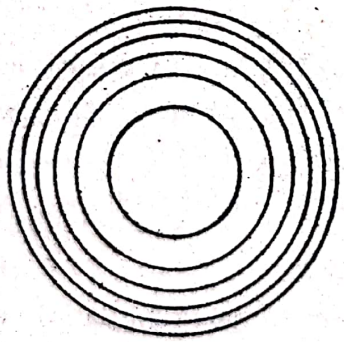


Fig. 151

Deoarece suprafeţele zonelor sînt egale, la calculul amplitudinii rezultante trebuie

să luăm în considerare dependenţa amplitudinilor doar de distanţa r şi de unghiul β .Dacă ordinul k al zonei creşte dinspre centru spre margini atunci creşte atît r_k cît şi unghiul β iar amplitudinea a_k a oscilaţiilor care sosesc în punctul P de la zone diferite se micşorează.Putem scrie de acesa :

$$a_1 > a_2 > a_3 > \dots > a_k \qquad (175)$$

Deoarece fazele oscilaţiilor care ajung în punctul P de la două zone vecine sînt opuse, amplitudinea A_k a oscilaţiei rezultante care ia naştere în punctul P va fi dată de relaţia :

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 + a_4 + a_5 - \dots \pm a_k \qquad (176)$$

Ultimul termen se ia cu semnul plus pentru k impar şi cu minus pentru k par.De aici se vede că în cazul unui număr par de zone, o zonă slăbeşte acţiunea zonei vecine astfel că amplitudinea rezultantă A_k în punctul P este foarte mică.Dacă numărul de zone este impar atunci acţiunea unei zone rămîne neslăbită iar amplitudinea rezultantă A_k este mai mare ca în primul caz.

Mărimea amplitudinii rezultante(176) se poate calcula uşor dacă despărţim toţi termenii de ordin impar în două :

$$a_1 = a_1/2 + a_1/2 \quad ; \quad a_3 = a_3/2 + a_3/2 \text{ etc.}$$

Atunci, în cazul unui număr impar de zone obţinem :

$$A_k = a_1 + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-2}}{2} - a_{k-1} + \frac{a_k}{2}\right) + \frac{a_k}{2}$$

iar în cazul unui număr par de zone :

$$A_k = \frac{a_1}{2} + \left(\frac{a_1}{2} - a_2 + \frac{a_3}{2}\right) + \left(\frac{a_3}{2} - a_4 + \frac{a_5}{2}\right) + \dots + \left(\frac{a_{k-3}}{2} - a_{k-2} + \frac{a_{k-1}}{2}\right) + \frac{a_{k-1}}{2} - a_k$$

Deoarece amplitudinile a_k se micşorează monoton odată cu creşterea lui k , putem socoti cu aproximaţie că amplitudinea a_k corespunzătoare unei zone k este egală cu media aritmetică a amplitudinilor a_{k-1} şi a_{k+1} corespunzătoare celor două zone vecine :

$$a_k = \frac{a_{k-1} + a_{k+1}}{2} \quad .$$

De aici rezultă că expresiile cuprinse în paranteze sînt egale cu zero şi ca urmare avem :

In cazul unui număr impar de zone :

$$A_k = a_1/2 + a_k/2 \qquad (177)$$

iar în cazul unui număr par de zone :

$$A_k = a_{1/2} + a_{k-1/2} - a_k \qquad (178)$$

Deoarece odată cu creşterea lui k zonele Fresnel devin din ce în ce mai înguste(fig.151),pentru un număr mare de zone unghiul β se deosebeşte puţin de la o zonă la alta astfel că amplitudinea a_k datorită zonei k este aproximativ egală cu amplitudinea a_{k-1} corespunzătoare zonei k-1 .De acesa putem scrie :

$$\frac{a_{k-1}}{2} - a_k = -\frac{a_k}{2}$$

Prin urmare expresia amplitudinii rezultante pentru un număr impar sau par de zone ia forma :

$$A_k = a_{1/2} \pm a_{k/2} \qquad (179)$$

Să vedem acuma de cine depinde numărul k de zone care se aşează pe suprafaţa de undă neacoperită de ecran(pe suprafaţa deschiderii).După cum se vede din fig.15o raza ρ_k a unei zone oarecare k este dată de relaţia

$$\rho_k^2 = r_k^2 - (r_o+h)^2 = r_k^2 - r_o^2 - 2r_o h - h^2$$

Deoarece h este mult mai mic decît r_o ,termenul h^2 poate fi neglijat şi obţinem :

$$\rho_k^2 = r_k^2 - r_o^2 - 2r_o h$$

Inlocuind în această relaţie pe $r_k^2 - r_o^2$ şi pe h cu valorile lor date de formulele(172) şi (173) vom avea :

$$\rho_k^2 = k n_o \lambda - k \frac{n_o^2}{R+n_o} \lambda = k \frac{R n_o}{R+n_o} \lambda$$

sau

$$\rho_k = \sqrt{\frac{R n_o \lambda}{R+n_o}} \cdot \sqrt{k} \qquad (18o)$$

Razele zonelor cresc deci direct proporţional cu rădăcina patrată a numerelor întregi succesive şi depind de poziţiile lui S şi P faţă de ecranul dat.Raza ultimei zone este egală cu raza ρ a deschiderii : $\rho_K = \rho$ .De aici rezultă că numărul k de zone care se aşează pe suprafaţa deschiderii de rază ρ este dat de relaţia :

$$k = \frac{\rho}{\lambda} \cdot \frac{\rho}{n_o}\left(1+\frac{n_o}{R}\right) \qquad (181)$$

Numărul de zone care se aşează pe suprafaţa deschiderii depinde deci de raza ρ a deschiderii, de lungimea de undă λ a radiaţiei utilizate şi de poziţia punctului P pe dreapta SP.

In cazul unei unde plane $R=\infty$, deci

$$k=\frac{\rho}{\lambda}\cdot\frac{\rho}{r_0}=\frac{\rho}{\lambda}\alpha \qquad (182)$$

unde $\alpha=\frac{\rho}{r_0}$ este unghiul sub care se vede deschiderea din punctul P.

Deoarece amplitudinea rezultantă în punctul P depinde de numărul de zone k rezultă că ea depinde de ρ, de λ şi de α. Pentru ρ şi λ date acest număr va depinde de ubghiul α adică de poziţia punctului P. In acele puncte pentru care k este impar, amplitudinea rezultantă A_k este mai mare decît în punctele pentru care k este par. După cum ştim, patratul amplitudinii determină energia oscilaţiilor iar aceasta la rîndul ei determină iluminarea. Din această cauză dealungul direcţiei P_oP iluminarea variază periodic trecînd prin maxime şi minime. Pentru o radiaţie dată (λ dat) şi pentru o anumită poziţie a punctului P numărul de zone şi deci iluminarea va depinde de raza deschiderii ρ. Dacă lăsăm neacoperită suprafaţa de undă (în lipsa ecranului) atunci $\rho=\infty$ şi deci $k=\infty$. Amplitudinea a_k corespunzătoare ultimei zone devine infinit mică iar amplitudinea rezultantă va fi :

$$A_\infty = a_1/2 \qquad (183)$$

Cu alte cuvinte, amplitudinea rezultantă în P produsă de întreaga undă sferică este egală doar cu jumătate din amplitudinea vibraţiei produsă în P de prima zonă Fresnel. In prezenţa ecranului, dacă ρ are o astfel de valoare încît k este impar atunci amplitudinea oscilaţiei rezultante în punctul P va fi :

$$A_k = a_1/2 + a_k/2$$

ea este deci mai mare decît în cazul precedent. Amplitudinea rezultantă va avea valoarea maximă pentru k=1 adică atunci cînd pe suprafaţa deschiderii se aşează o singură zonă. In acest caz :

$$A_1 = a_1/2 + a_1/2 = a_1 \qquad (184)$$

Rezultă deci că amplitudinea rezultantă datorită primei zone Fresnel este de două ori mai mare iar iluminarea de patru

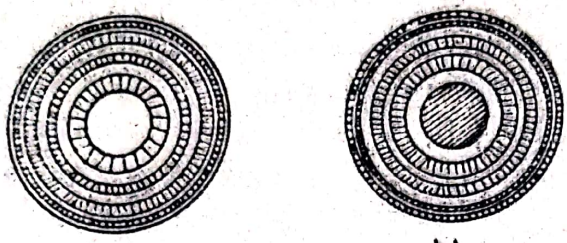
ori mai mare decît în cazul cînd lipseşte ecranul.

Pentru deschideri mari, k este mare, a_k este practic egal cu zero astfel că amplitudinea rezultantă A_k rămîne practic constantă şi egală cu A_∞ chiar dacă dimensiunile deschiderii cresc. Deoarece lungimea de undă λ a undelor luminoase este foarte mică, rezultă că pe o mică porţiune din suprafaţa de undă situată în jurul polului P_0 se vor aşeza un mare număr de zone Fresnel. Intr-adevăr, din formula(182) pentru λ=5000 Å(lumină verde), ρ = 5 mm şi r_0 = 50 cm obţinem k=100. Partea eficace a undei se reduce deci la o mică porţiune în jurul polului A. Totul se întîmplă ca şi cum lumina s-ar propaga în linie dreaptă de-a lungul unui canal îngust în jurul dreptei SP. Ajungem astfel la concluzia că deducţiile din concepţia ondulatorie şi din concepţia propagării rectilinii a luminii încep să coincidă cînd deschiderile(sau ecranele) aflate în calea luminii au dimensiuni atît de mari încît în raport cu ele lungimea de undă poate fi neglijată. Această aproximaţie se foloseşte în optica geometrică. Prin propagarea rectilie a luminii nu trebuie însă înţeles că dacă am aşeza în drumul razelor un obstacol oricît de mic, am opri toată lumina de la S spre P ci că suprimînd cu ajutorul ecranului toată unda afară de o mică porţiune din jurul direcţiei SP, iluminarea în P rămîne neschimbată. In lipsa ecranului efectele undelor care vin în P de la zone îndepărtate de polul P_0 al undei se anulează prin interferenţă. In concluzie, putem spune că lumina se propagă sub formă de unde ocolind obstacolele pe care le întîlneşte în drum astfel că propagarea rectilinie a luminii este un caz limită care se explică prin interferenţa fasciculelor difractate între ele.

§ 4. Reţeaua zonală

Din teoria lui Fresnel rezultă că toate zonele de ordin impar trimit în punctul P oscilaţii care sînt în acelaşi fază iar toate zonele de ordin par trimit şi ele oscilaţii în fază dar defazate cu π faţă de primele. Aceste concluzii pot fi ilustrate experimental. In acest scop în calea undelor ce vin de la sursa S spre punctul P aşezăm un ecran care să obtureze sau zonele pare sau pe cele impare. Un astfel de ecran se numeşte

rețea zonală (fig.152).Pentru construirea unei rețele zonale se trasează pe un ecran transparent o serie de zone inelare Fresnel respectînd relația(18o) care ne dă razele acestora.Zonele pare se înnegresc iar cele impare se lasă transparente(rețea pozitivă)(fig.152 a).



a) b)

Fig.152

Dacă această rețea se așează la distanța R de sursa punctiformă S și la distanța r_o de punctul P în care se face observația,atunci ,pentru radiația monocromatică de lungime de undă λ ,ea va astupa toate zonele pare și va lăsa libere toate zonele impare.In acest caz,amplitudinea rezultantă în punctul P va fi dată de relația :

$$A_k = a_1 + a_3 + a_5 + \ldots$$

Dacă în calea luminii nu s-ar fi interpus rețeaua zonală atunci amplitudinea în același punct ar fi fost :

$$A_k = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + a_5 - \ldots$$

Rezultă că în prezența rețelei amplitudinea și deci intensitatea luminii în punctul P devine mai mare.Rețeaua zonală acționează asupra luminii ca o lentilă convergentă.Spre deosebire însă de lentilă,rețeaua zonală concentrează lumina și în alte puncte mai apropiate de ea și anume în acele puncte P',P" etc. față de care ea lasă să treacă prin fiecare fantă circulară cîte un număr impar de zone Fresnel succesive.Rețeaua zonală se comportă deci ca o lentilă cu mai multe focare.Aceleași proprietăți le are și o rețea în care lumina trece prin zonele pare (rețea negativă)(fig.152 b). Primele rețele zonale au fost construite de Rayleigh în anul 1871. Mai tîrziu asemenea rețele au fost construite de către Soret care a studiat și proprietățile lor.Un efect luminos mai mare se obține dacă în loc să suprimăm un șir de zone introducem în calea razelor transmise de acest șir o diferență de drum de $\lambda/2$(diferență de fază de π).O asemenea rețea a fost realizată de către Wood.El a

acoperit o placă de sticlă cu un strat subţire de lac transparent şi a gravat apoi o reţea zonală în aşa fel încît grosimea plăcii pentru zonele impare se deosebea de grosimea ei pentru zonele pare cu $\lambda/2$.

După cum ştim, razele unei reţele zonale cresc proporţional cu rădăcina patrată din şirul numerelor întregi, întocmai ca şi razele inelelor lui Newton. De aceea în loc să desenăm astfel de inele, le putem obţine fotografiind la scara dorită figura de interferenţă în care se obţin inelele lui Newton.

§ 5. Difracţia în lumină divergentă (difracţia Fresnel)

De multe ori difracţia se observă cu ochiul liber fără ca să fie nevoie să întrebuinţăm diferite sisteme optice. Deoarece Fresnel s-a ocupat în special cu difracţia fasciculelor de lumină divergente, o astfel de difracţie se mai numeşte şi difracţie Fresnel.

Pînă acum am studiat numai iluminarea obţinută cu o deschidere circulară într-un punct de pe axa de simetrie SP. Pentru a găsi iluminarea şi în alte puncte ale planului normal la planul figurii trebuie să facem calcule mult mai complicate. Totuşi anumite cazuri de difracţie pot fi explicate cu ajutorul metodei zonelor lui Fresnel expusă mai înainte.

5.1 Difracţia printr-o fantă circulară

Să considerăm din nou o sursă punctiformă S de la care porneşte un fascicul divergent spre un ecran E prevăzut cu o deschidere circulară de dimensiuni mici şi un ecran E' pe care se observă difracţia (fig.153a). Fie Σ suprafaţa de undă care ajunge la marginile deschiderii. In cazul propagării rectilinii a luminii am obţine pe ecranul E' un cerc luminat cu marginile nete avînd centrul în punctul P de pe axa de

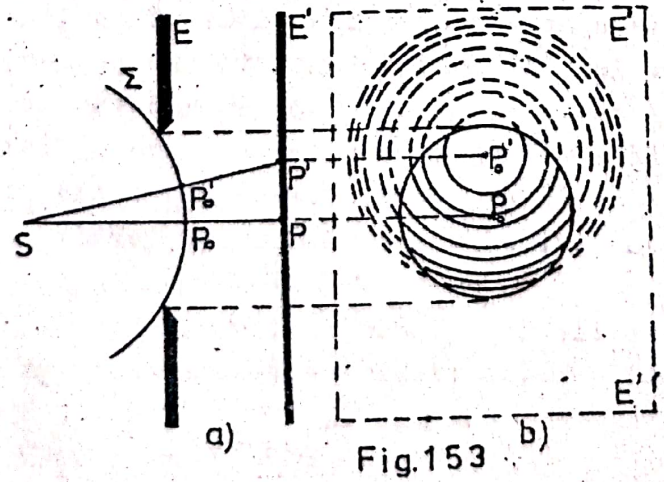


Fig.153

simetrie SP care trece prin centrul deschiderii.In realitate,se obţine o imagine mai complicată.După cum ştim,amplitudinea oscilaţiilor în punctul P şi deci iluminarea va depinde de numărul de zone (de ordin par sau impar) cu centrul în P_o care se aşează pe suprafaţa deschiderii.Iluminarea într-un alt punct oarecare P' va fi determinată de numărul de zone cu centrul în P'_o care reprezintă polul undei referitor la punctul P'.Aspectul acestor zone este redat în partea dreaptă a figurii de mai sus. Vedem astfel că deschiderea nu se mai dispune concentric faţă de aceste zone.Acţiunea acestor zone în punctul P' va fi determinată nu numai de numărul lor,dar şi de faptul că numai o parte a fiecărei zone este obturată.Calculul exact al amplitudinii în punctul P' este complicat.Se vede însă că dacă ne îndepărtăm de P zonele devin din ce în ce mai înguste astfel că pe deschiderea D se vor aşeza practic fie un număr par fie un număr impar de zone.Din această cauză pe ecran vom observa regiuni alternative în care iluminarea este mai mare sau mai mică.Tabloul care se obţine are simetrie circulară.De acea în jurul punctului P se obţin franje de difracţie sub forma unor inele concentrice alternativ luminoase şi întunecate.Apariţia lor se datoreşte interferenţei razelor care pornesc de la diferite zone Fresnel.In funcţie de poziţia ecranului E' numărul de zone corespunzătoare punctului P poate fi impar sau par(formula 181).Din această cauză în centrul figurii de difracţie puten avea o pată luminoasă sau întunecată.Dacă pe suprafaţa deschiderii se aşează numai zona centrală Fresnel sau o parte din ea atunci pe ecran se obţine o pată luminoasă difuză neînconjurată de franje de difracţie.Dacă folosim o deschidere variabilă(diafragmă iris)vom observa că aspectul figurii de difracţie se modifică odată cu diametrul deschiderii.Odată cu mărirea deschiderii figura de difracţie devine în centru alternativ luminoasă şi întunecată iar pe margini ei apar inele de difracţie cu atît mai numeroase cu cît numărul zonelor Fresnel este mai mare.Odată cu aceasta variaţiile de iluminare sînt din ce în ce mai mici.Pentru deschideri suficient de mari iluminarea devine constantă fiind determinată de amplitudinea $a_{1/2}$.

Toate consideraţiile de mai sus au fost făcute în ipoteza că sursa S este puntiformă.In realitate,orice sursă are o

anumită întindere.In acest caz fiecare punct al sursei va i cîte o imagine de difracţie.Aceste imagini sînt însă puţin deplasate unele faţă de altele.Pentru ca fenomenul de difracţie să se observe clar este necesar ca sursa de lumină să fie de dimensiuni cît mai mici.In caz contrar franjele luminoase date de unele puncte ale sursei se suprapun peste franjele întunecate date de alte puncte,astfel că ecranul apare uniform iluminat (fenomenul de difracţie nu se observă).

5.2 Difracţia pe marginile unui disc circular

Să presupunem că discul circular D cu centrul C acoperă k zone Fresnel din unda sferică ce provine de la sursa punctiformă S (fig.154).Difracţia se observă pe un ecran E aşezat perpendicular pe axa de simetrie SP a sistemului.In punctul P vor ajunge oscilaţiile de la toate zonele neobturate de ecran începînd cu zona de ordinul k+1. După cum am arătat mai înainte,dacă lăsăm neacoperită suprafaţa de undă amplitudinea rezultantă $A = \sum_{k=1}^{\infty} a_k$ este egală cu jumătate din valoarea primului termen (formula 183).Dacă vom însuma doar termenii începînd de la termenul a_{k+1} în sus, lăsînd deci la o parte primii k termeni,cu un raţionament asemănător vom obţine că amplitudinea rezultantă în punctul P va fi :

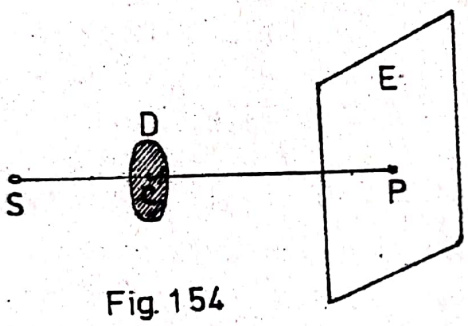


Fig.154

$$A_p = a_{k+1} - a_{k+2} + a_{k+3} - a_{k+4} + \dots = \frac{a_{k+1}}{2} \qquad (185)$$

Rezultă deci că independent de dimensiunile şi de poziţia discului opac D <u>în centrul umbrei lui geometrice</u> se va obţine o <u>pată luminoasă</u>. Intensitatea acestei pete va depinde de numărul zonelor acoperite.Dacă discul acoperă un număr mare de zone atunci amplitudinea $a_{k+1}/2$ este mai mică şi ca urmare intensitatea luminoasă în punctul P va fi mică.Pentru punctele care nu se află pe axa SC discul D nu se aşează concentric faţă de zone.Am-

Iluminarea rezultantă în aceste puncte va fi mai mare sau mai mică în funcţie de porţiunile de zone care sînt obturate.Din această cauză pata luminoasă centrală este înconjurată de inele luminoase şi întunecate(fig.155).Pe măsură ce ne îndepărtăm de punctul P inelele devin din ce în ce mai difuze pînă cînd obţinem o iluminare uniformă.

Dacă ecranul este de dimeniuni foarte mici(acoperă un număr mic de zone),acţiunea primei zone neacoperite nu diferă practic de acţiunea zonei centrale.In acest caz lumina ocoleşte complet discul iar acesta nu mai dă umbră.

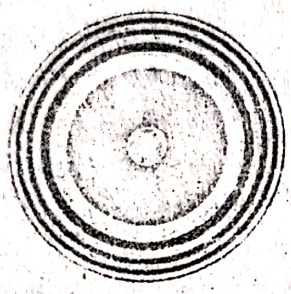


Fig.155.

Concluzia oarecum paradoxală,că în centrul umbrei geometrice a unui disc opac trebuie să se formeze o pată luminoasă,a fost formulată de către Poisson şi a fost folosită de el ca un argument împotriva teoriei lui Fresnel.Curînd însă existenţa petei luminoase în centrul umbrei geometrice a fost dovedită în mod experimental.Arago a folosit în acest scop un ecran perfect circular cu diametrul de 2 mm(se poate folosi în acest scop o bilă de oţel de la un rulment cu bile).Experienţa arată că dacă marginile ecranului nu sînt perfect netede ci prezintă neregularităţi comparabile cu dimsneiunile unei zone Fresnel,atunci ecranul obturează lumina.In acest caz fenomenul de difracţie nu se observă datorită interferenţei undelor difractate a căror faze de oscilaţie au toate valorile posibile cuprinse între 0 şi 2π .

5.3 Difracţia pe marginea rectilinie a unui ecran

Să presupunem că un ecran E cu marginea rectilinie este iluminat de o sursă punctiformă S(fig.156).Dacă lumina s-ar propaga în linie dreaptă atunci pe ecranul de observaţie E' am obţine umbra geometrică a ecranului E.In realitate,din cauza caracterului ondulatoriu al luminii trebuie să ne aşteptăm ca undele luminoase să pătrundă şi în umbra geometrică a ecranului E.

Tot din această cauză, dincolo de umbra geometrică se obţin datorită interferenţei o serie de franje luminoase şi întunecate paralele cu marginea ecranului. Distribuţia iluminării ecranului E' în apropierea umbrei geometrice este reprezentată în fig. 156. Se observă că trecînd din regiunea de umbră la cea iluminată, iluminarea creşte repede şi trece apoi printr-o serie de maxime şi minime alternative din ce în ce mai slabe şi mai dese pînă cînd se obţine o iluminare uniformă.

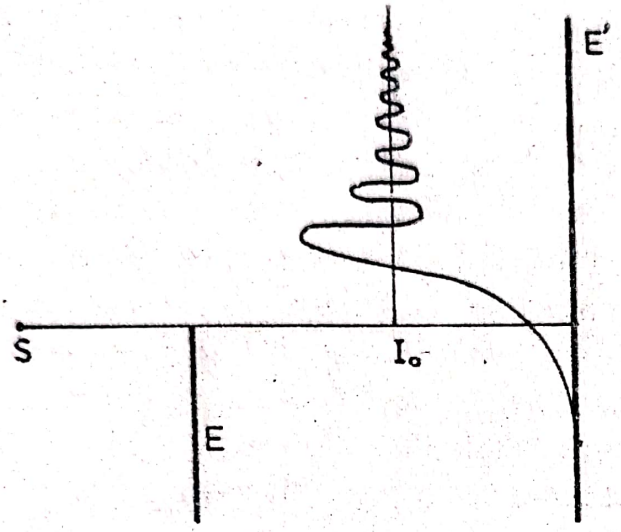


Fig. 156

Dacă iluminarea ecranului E' în lipsa ecranului E este luată ca unitate, atunci iluminarea lui la marginea umbrei geometrice este 0,25 iar în primul maxim este 1,37. In general nu putem distinge decît 10-15 franje luminoase. Pentru ca aceste franje să fie mai intense în locul unei surse punctiforme se foloseşte o sursă liniară (o fantă iluminată puternic). Sursa trebuie să fie riguros paralelă cu marginea ecranului E (perpendiculară pe planul figurii). In caz contrar sistemele de franje date de fiecare element al sursei sînt deplasate unele faţă de altele şi franjele se anulează reciproc.

Calculul riguros al iluminării în figura de difracţie descrisă a fost efectuat de către Fresnel cu ajutorul unor integrale speciale care au căpătat denumirea de integralele lui Fresnel. La aceleaşi rezultate se ajunge şi printr-o metodă grafică pe baza unei diagrame numite spirala lui Cornu. Aceleaşi metode pot fi folosite şi la studiul difracţiei printr-o fantă cu margini rectilinii. Descrierea acestor metode este dată în cursuri de optică mai dezvoltate.

§6. Difracţia în lumină paralelă (difracţia Fraunhofer)

Fenomenele de difracţie studiate în capitolul precedent au loc atunci cînd folosim fascicule de lumină divergente. Figurile de difracţie corespunzătoare se observă direct cu ochiul pe ecrane situate la distanţe finite faţă de obstacolele folosite. Aceste fenomene scot în evidenţă într-un mod foarte clar caracterul ondulatoriu al luminii. După cum ştim, fenomenul de difracţie are loc şi atunci cînd folosim fascicule de raze paralele. In acest caz asupra deschiderii sau a ecranului respectiv se trimite un fascicul de raze paralele iar figura de difracţie se observă în planul focal imagine al unei lentile convergente. Acest tip de difracţie, în care se studiază figura de difracţie formată de raze paralele, a căpătat denumirea de difracţie Fraunhofer. Aceasta nu diferă principial de difracţia Fresnel studiată mai înainte, dar prezintă un interes deosebit deoarece a găsit numeroase aplicaţii ştiinţifice şi tehnice foarte importante. In particular, difracţia Fraunhofer trebuie luată în considerare la rezolvarea multor probleme legate de construcţia şi funcţionarea aparatelor optice (lentile, telescoape, spectrografe, monocromatoare etc.) (Cap. VIII. 7).

Vom trece acum la studiul cîtorva cazuri de difracţie simple dar foarte importante :

6.1 Difracţia printr-o fantă

Prin fantă înţelegem o deschidere treptunghiulară foarte îngustă avînd lungimea mult mai mare decît lăţimea ei. In practică de cele mai multe ori, se folosesc fante cu lărgimea de ordinul zecimii sau sutimii de milimetru şi cu lungimea de ordinul centimetrului.

Să presupunem că asupra unui ecran E prevăzut cu o fantă de lăţime a cade un fascicul paralel de lumină monocromatică avînd incidenţa normală (fig. 157). Fanta este considerată cu marginile ei lungi perpendiculare pe planul figurii. Fasciculul de lumină paralel îl obţinem de la o sursă S aşezată în planul focal al unei lentile convergente L_1. In acest caz frontul undei incidente este paralel cu planul fantei AB. Conform principiului Huygens-Fresnel toate punctele acestui front de undă devin noi centre de

oscilaţii de la care iau naştere unde coerente care se propagă în spatele ecranului E, în toate direcţiile.Aceste unde sînt adunate de lentila convergentă L_2 în planul ei focal E' unde interferă dînd naştere la o figură de difracţie.Intr-un punct oarecare P al acestui plan,se adună toate razele difractate de fantă în direcţia dată de dreapta care trece prin centrul optic al lentilei L_2 şi prin punctul P.Să notăm cu φ unghiul dintre această direcţie şi direcţia fasciculului incident. Vrem să vedem care este distribuţia iluminării în planul focal al lentilei L_2.Pentru aceasta vom calcula amplitudinea rezultantă a oscilaţiilor care ajung în punctul P şi vom vedea apoi cum se modifică ea odată cu modificarea poziţiei punctului P.Acest calcul poate fi făcut cel mai simplu printr-o metodă grafică în felul următor : împărţim suprafaţa de undă separată de fanta AB în zone de forma unor fîşii înguste de lăţimi egale şi paralele cu marginile lungi ale fantei.Aceste zone le luăm atît de înguste încît să putem considera că toate undele ce pleacă din interiorul unei zone sînt în fază.Să reprezentăm oscilaţia care ajunge în P de la o zonă oarecare i printr-un vector $\overrightarrow{\Delta a_i}$ de lungime proporţională cu amplitudinea oscilaţiei.Atunci amplitudinea oscilaţiei rezultante în punctul P va fi dată de suma vectorială :

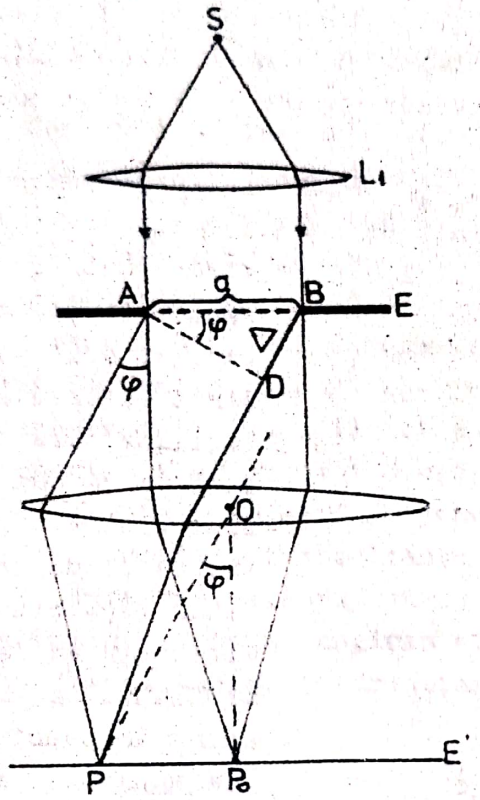


Fig.157

$$\overrightarrow{A\varphi} = \sum_{i=1}^{m} \overrightarrow{\Delta a_i}$$

unde m este numărul de zone în care am împărţit fanta.

Dacă ne limităm la unghiuri de difracţie φ mici, amplitudinile oscilaţiilor care vin în punctul P de la diferite zone nu vor depinde practic de unghiul φ. Deoarece toate zonele au aceeaşi lărgime aceste amplitudini sînt egale. Tot din această cauză diferenţa de fază dintre oscilaţiile care ajung în P de la două zone vecine oarecare este constantă.

Amplitudinea rezultantă $\vec{A}_\varphi$ poate fi reprezentată grafic prin vectorul care închide linia poligonală regulată formată de toţi vectorii $\vec{\Delta a}_i$ (fig.158). Unghiul δ^* dintre doi vectori consecutivi este constant şi egal cu diferenţa de fază a oscilaţiilor care ajung în P de la două zone vecine. Unghiul δ dintre primul şi ultimul vector ne dă diferenţa de fază a oscilaţiilor care ajung în punctul P de la zonele marginale A şi B ale fantei. Să calculăm această diferenţă de fază pentru a putea calcula apoi mărimea amplitudinii rezultante $\vec{A}_\varphi$. Pentru aceasta ducem frontul de undă AD al fasciculului difractat în direcţia φ (fig.157). Drumurile optice de la acest front de undă pînă în punctul P sînt egale deoarece, după cum ştim, lentila nu introduce nici o diferenţă de drum între razele de lumină paralele care trec prin ea. Diferenţa de drum între razele marginale care pornesc din A şi B va fi :

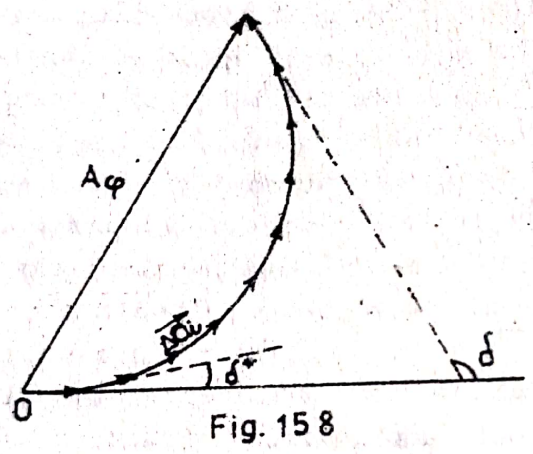


Fig. 158

$$\Delta = (BD) + (DP) - (AP) = BD = a \sin\varphi \qquad (186)$$

Ca urmare diferenţa de fază între aceste două raze extreme va fi:

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{a \sin\varphi}{\lambda} \qquad (187)$$

De aici putem calcula şi diferenţa de fază între oscilaţiile care

vin în P de la două zone vecine oarecare(unghiul δ^*).Intr-adevăr,dacă fanta este împărţită în m zone de aceeaşi lărgime vom avea :

$$\delta^* = \frac{\delta}{m} = \frac{2\pi}{m} \cdot \frac{a \sin\varphi}{\lambda} \qquad (188)$$

După cum am mai amintit, dacă ne limităm la unghiuri φ mici,amplitudinile $\vec{\Delta a_i}$ ale oscilaţiilor care ajung în P de la diferite zone sînt practic egale deoarece dependenţa lor de unghiul φ este neglijabilă.In cazul acesta,nu va depinde de unghiul φ nici lungimea totală A_o a liniei poligonale formate de toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$ .Diferitelor valori ale unghiului φ şi deci şi diferitelor valori ale diferenţei de fază δ le va corespunde doar o curbare diferită a liniei poligonale.

Pentru $\varphi = 0$ avem şi $\delta = 0$ ceea ce înseamnă că toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$ sînt orientaţi în acelaşi sens (fig.159 a).In acest caz, amplitudinea oscilaţiei rezultante $A_o = \Delta a_1 + \Delta a_2 + \Delta a_3 + \ldots$ în punctul P_o este maximă.Fanta fiind dreptunghiulară acelaşi lucru se va întîmpla pe toată lungimea ei.Astfel, în centrul imaginii obţinem o franjă luminoasă dreptunghiulară paralelă cu fanta.

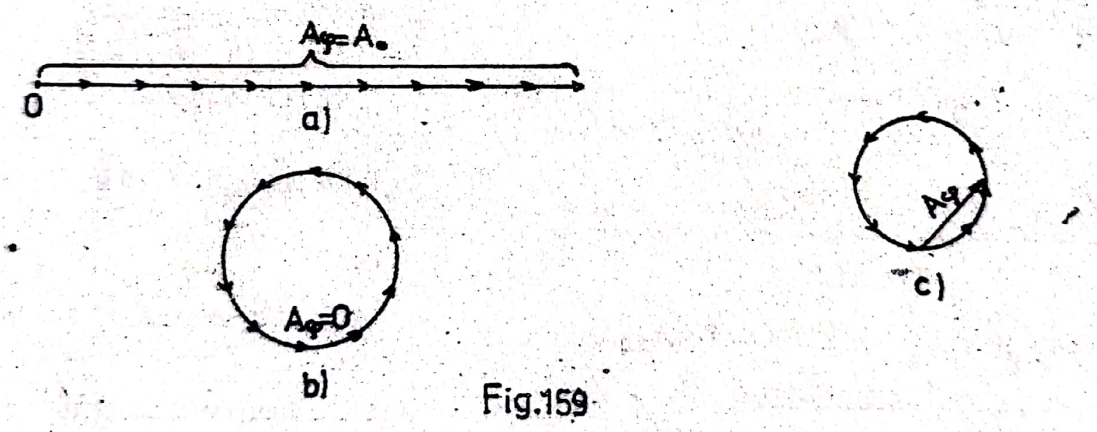


Fig.159

Pentru $\delta = \pm 2k\pi$,unde k = 1,2,3,... linia poligonală formată de toţi vectorii $\vec{\Delta a_i}$ se închide(fig.159 b).In aceste cazuri iluminarea trece prin valori minime, egale cu zero.In conformitate cu relaţia (187) poziţiile acestor minime vor fi determinate de valorile unghiului φ care satisfac relaţia :

$$a \sin\varphi = \pm k\lambda \qquad (189)$$

Unghiul φ avînd valori mici se poate lua $\sin\varphi = \varphi$,astfel încît

condiţia pentru formarea minimelor devine :

$$\varphi = \pm k\frac{\lambda}{a} \qquad (190)$$

Intre două minime se vor dispune maxime secundare. Aceste maxime corespund acelor valori ale diferenţei de fază δ pentru care linia poligonală (de lungime constantă) se va suprapune parţial (fig.159 c).

Pentru a obţine distribuţia intensităţii în limitele imaginii de difracţie trebuie să împărţim fanta în zone infinit de înguste. In acest caz, linia poligonală din figura 158 devine un arc de cerc iar amplitudinea rezultantă $A\varphi$ ne este dată de coarda OM care uneşte capetele acestui arc (fig.160). Să notăm cu R raza cercului din care face parte arcul OM . După cum se vede din figură, lungimea arcului OM este egală cu amplitudinea maximă A_0 iar unghiul δ format de tangentele la acest arc în punctele O şi M este egal cu unghiul la centru $\widehat{OCM}$. Pe baza relaţiilor dintre coardă şi arc :

$$A_0 = R\delta \text{ şi } \frac{A\varphi}{2} = R\sin\frac{\delta}{2}$$

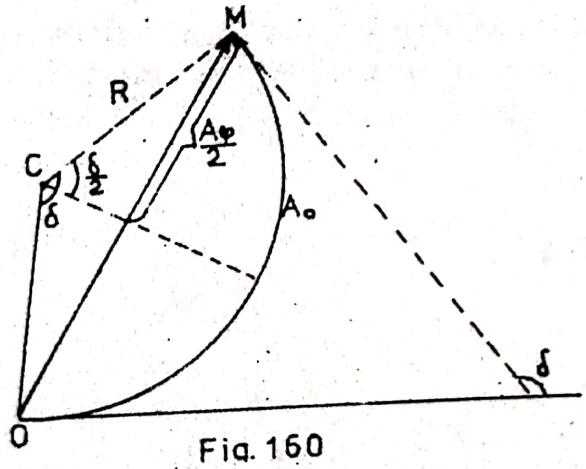


Fig. 160

rezultă $A\varphi = A_0\dfrac{\sin\frac{\delta}{2}}{\frac{\delta}{2}}$

sau, folosind relaţia (187):

$$A\varphi = A_0\frac{\sin\frac{\pi a\sin\varphi}{\lambda}}{\frac{\pi a\sin\varphi}{\lambda}} \qquad (191)$$

Dacă însemnăm cu u unghiul $\pi\dfrac{a\sin\varphi}{\lambda}$ şi ţinem seama că intensitatea şi deci şi iluminarea este proporţională cu patratul amplitudinii, găsim că distribuţia intensităţii în planul focal F' al lentilei L_2 este dată de relaţia :

$$I\varphi = I_0\frac{\sin^2 u}{u^2} \qquad (192)$$

unde I_o este intensitatea maximului central.Din această expresie rezultă că vom avea maxime şi minime de intensitate adică franje de difracţie.Distribuţia intensităţii este reprezentată grafic în fig.161.Din relaţia de mai sus rezultă deasemenea că poziţia minimelor,egale cu zero, este determinată de valorile $u = \pm k\pi$ pentru care sin u = 0. Deoarece $u = \pi \frac{a \sin\varphi}{\lambda}$ condiţia minimelor se mai poate scrie şi sub forma :

$$\sin\varphi = \pm k \frac{\lambda}{a} \qquad (193).$$

în conformitate cu formula (189) obţinută mai înainte.

Să determinăm acuma direcţiile pentru care obţinem maxime.Maximul central (principal) se obţine în direcţia fasciculului incident deoarece pe această direcţie $\varphi = 0$, u=0 iar

$$\lim_{u \to 0} \frac{\sin^2 u}{u^2} = 1$$

şi deci

$$I\varphi = I_o$$

Celelalte maxime (secundare) sînt date de valorile lui u pentru care se anulează derivata funcţiei $I\varphi$ din (192).Din condiţia de anulare a derivatei :

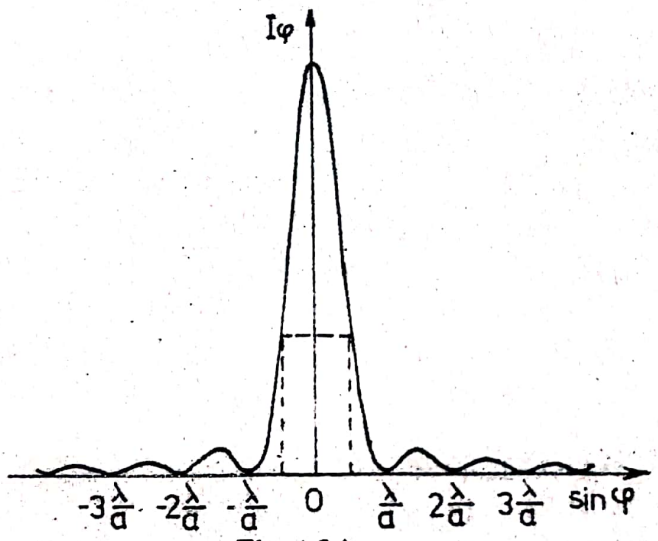


Fig. 161

$$I'\varphi = \frac{u^2 2\sin u \cos u - 2u\sin^2 u}{u^2} = 0$$

obţinem că maximele secundare sînt date de rădăcinile ecuaţiei

$$\operatorname{tg} u - u = 0 \qquad (194)$$

Soluţiile acestei ecuaţii pot fi găsite sau prin metoda grafică,căutînd intersecţia curbelor y = tg u cu dreapta y = u sau folosind o tabelă de valori naturale ale tangentei.Se găseşte că maximele se obţin pentru valorile lui u apropiate de $\frac{3\pi}{2}$, $\frac{5\pi}{2}$, $\frac{7\pi}{2}$, ... dar ceva mai mici,valorile exacte fiind $1{,}43\pi$, $2{,}46\pi$, $2{,}47\pi$ ... Dacă ţinem seama că $u = \frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}$ găsim că odată cu creşterea unghiu-

lui de difracţie φ se obţin un şir de maxime secundare a căror locuri sînt din ce în ce mai apropiate de acelea pentru care este satisfăcută egalitatea :

$$a \sin\varphi \simeq \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (195)$$

Sau, deoarece φ este mic avem :

$$\varphi \simeq \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2a} \qquad (196)$$

Din relaţiile(19o) şi (196) care determină poziţiile minimelor şi maximelor,precum şi din figura (161) se vede că minimele sînt echidistante în timp ce maximele sînt doar aproximativ echidistante şi situate la mijlocul intervalelor dintre două minime. Franja luminoasă centrală ocupă intervalul dintre cele două minime din stînga şi din dreapta ei,adică intervalul cuprins între $\varphi=-\frac{\lambda}{a}$ şi $\varphi=+\frac{\lambda}{a}$ .Această franjă este deci cu atît mai lată cu cît este mai mare lungimea de undă λ şi cu cît este mai mică lăţimea fantei.Deasemenea,maximele secundare precum şi minimele sînt cu atît mai depărtate unele de altele cu cît raportul $\frac{\lambda}{a}$ este mai mare.Intensitatea maximelor secundare scade repede odată cu creşterea unghiului de difracţie φ şi deci a ordinului de difracţie k.Intr-adevăr,pe baza relaţiilor(192) şi (195)pentru intensitatea maximelor secundare de diferite ordine obţinem :

$$I_1 \simeq I_0\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 = \frac{I_0}{22,2} = 0,047\, I_0$$

$$I_2 \simeq I_0\left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 = \frac{I_0}{61,7} = 0,016\, I_0 \qquad (197)$$

$$I_3 \simeq I_0\left(\frac{2}{7\pi}\right)^2 = \frac{I_0}{127} = 0,0083\, I_0 \text{ etc.}$$

Este important de remarcat că,chiar în limitele franjei centrale, iluminarea scade repede de la mijlocul ei spre margini.Astfel, pentru $\varphi=\pm\frac{\lambda}{2a}$,iluminarea este egală cu o,4 din valoarea maximă.

In concluzie, rezumînd cele spuse mai înainte,putem spune că imaginea de difracţie Fraunhofer produsă de o fantă are următoarea formă : în centrul imaginii avem o bandă luminoasă cu maximum de iluminare, pe margini- maxime secundare relativ slabe aproximativ echidistante separate prin minime echidistante în care iluminarea este egală cu zero.

Figura de difracţie obţinută are forma descrisă mai sus numai în cazul cînd lucrăm cu lumina monocromatică,de o anumită lungime de undă.Dacă lucrăm însă cu lumină compusă din radiaţii cu diferite lungimi de undă,de exemplu cu lumină albă,atunci pentru fiecare din aceste radiaţii vom obţine cîte o figură de difracţie asemănătoare.Aceste figuri vor fi însă puţin deplasate una faţă de alta deoarece poziţiile minimelor şi maximelor depind de lungimea de undă λ .Maximul central ($\varphi = 0$ şi $\delta = 0$) se obţine în acelaşi loc pentru toate radiaţiile,indiferent de valoarea lungimii de undă.Din această cauză franja centrală este albă.Din relaţia care dă poziţia maximelor secundare(195) se vede că $\sin\varphi$ iar pentru unghiuri mici însuşi φ este proporţional cu lungimea de undă λ .Din această cauză pentru radiaţiile monocromatice de diferite lungimi de undă franjele de difracţie pe care le observăm pe ecran nu se suprapun ci se aşează paralel una faţă de alta în ordinea lungimilor de undă.Mai aproape de franja centrală se situiază maximele corespunzătoare unor lungimi de undă mai scurte(violet) iar mai departe maximele corespunzătoare lungimilor de undă mai mari (roşu).Pe ecran se obţine astfel un <u>spectru de difracţie</u> .

6.2 <u>Difracţia pe o reţea de difracţie plană</u>

Prin <u>reţea de difracţie plană</u> înţelegem un sistem format dintr-un număr mare de **fante** fine paralele egale şi echidistante situate în acelaşi plan (fig.162).O astfel de reţea este alcătuită de obicei dintr-o placă de sticlă pe care sînt trasate,cu ajutorul unui diamant fin acţionat cu o maşină de divizat,o serie de zgîrieturi paralele unele cu altele.Zgîrieturile difuzează lumina aşa că ele din punct de vedere optic reprezintă spaţii opace aşezate între regiuni transparente care joacă rolul de fante.Cele mai răspîndite reţele au un număr de 500-600 trăsături pe milimetru şi o lungime de 5-10 centimetri.Distanţa d

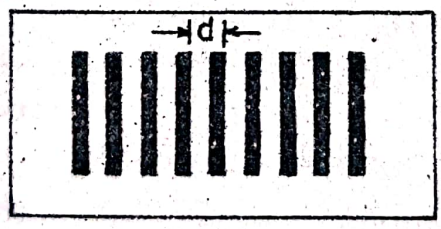


Fig.162

dintre centrele a două fante vecine se numeşte <u>constanta reţelei de difracţie</u> .Dacă notăm cu a lărgimea unei fante şi cu b lăţimea unei zgîrieturi avem evident d= a+b .Mărimea 1/d ne dă numărul de trăsături pe milimetru de reţea şi se numeşte <u>frecvenţa reţelei</u>.

Să analizăm în continuare cum se produce fenomenul de difracţie pe o reţea de difracţie.Pentru aceasta vom considera că reţeaua este formată din N fante paralele de lăţime a aşezate la distanţa b una de alta (fig.163). Să presupunem că pe această reţea cade sub incidenţă normală un fascicul paralel de lumină monocromatică.Datorită difracţiei la ieşirea din fante razele de lumină se împrăştie în toate direcţiile.Să considerăm una din aceste direcţii care face cu normala la reţea un unghi oarecare φ. Ca şi în cazul difracţiei pe o fantă, figura de difracţie se observă în planul focal imagine F' a unei lentile convergente L.Se înţelege că fiecare fantă luată separat va da o figură de difracţie ca cea studiată mai înainte.In cazul reţelei, va trebui să ţinem însă seama nu numai de difracţia luminii de la fiecare fantă în parte ci şi de fenomenul de interferenţă a razelor luminoase care vin de la toate fantele.Cu alte cuvinte,distribuţia iluminării în planul focal F' este determinată de suprapunerea a două fenomene,unul de difracţie şi altul de interferenţă. Datorită interferenţei intensitatea luminii pe anumite direcţii creşte iar pe alte direcţii scade.Pentru calculul intensităţii în punctul P unde se întîlnesc fasciculele difractate în direcţia φ de la toate cele N fante, vom folosi o metodă grafică asemănătoare cu cea prezentată în paragraful precedent.

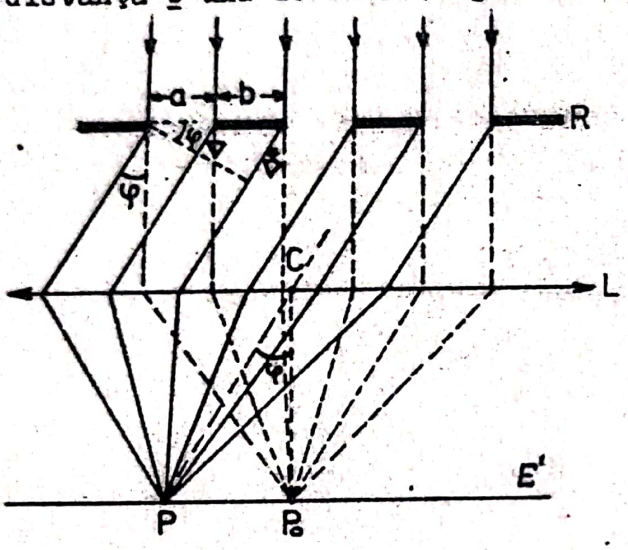


Fig. 163

După cum se vede din fig.163 diferenţa de drum între razele ce pleacă de la extremităţile unei fante este

$$\Delta = a \sin \varphi \qquad (198)$$

iar pentru cele ce pleacă din două puncte corespunzătoare a două fante vecine

$$\Delta^* = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi \qquad (199)$$

Să notăm cu A_1 vectorul ce reprezintă amplitudinea luminii difractate de o singură fantă în direcţia φ (fig.164).In punctul P se vor compune N asemenea vectori,defazaţi unul faţă de precedentul cu unghiul

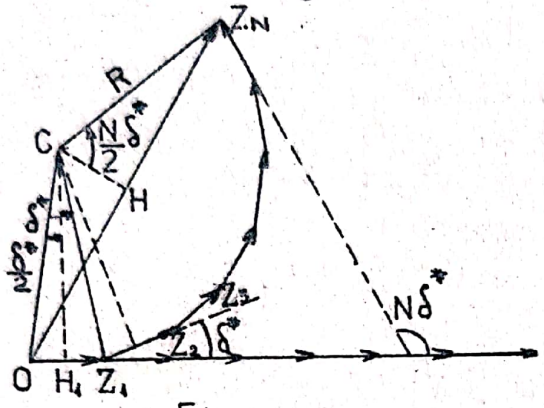


Fig. 164

$$\delta^* = \frac{2\pi\Delta^*}{\lambda} = \frac{2\pi d\sin\varphi}{\lambda} \qquad (200)$$

Să reprezentăm cei N vectori egali prin linia poligonală $OZ_1Z_2....Z_N$.Cele N laturi ale poligonului sînt înscrise într-un cerc de rază R.cu centrul în C.Deoarece unghiul OCZ_1 ca şi unghiul dintre normalele la doi vectori succesivi este egal cu unghiul δ^* dintre aceşti vectori,din figură obţinem:

$$R = OC = \frac{OH_1}{\sin\frac{\delta^*}{2}} = \frac{A_1}{2\sin\frac{\delta^*}{2}} \qquad (201)$$

Din aceeaşi figură rezultă că amplitudinea rezultantă $A_\varphi = OZ_N$ va fi :

$$A\varphi = OZ_N = 2HZ_N = 2R\sin\frac{N\delta^*}{2} \qquad (202)$$

Inlocuind aici pe R şi δ^* cu valorile lor din(201) şi (200) şi ţinînd seama că intensitatea(iluminarea) este proporţională cu patratul amplitudinii obţinem :

$$I_\varphi \sim A_\varphi^2 = A_1^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\pi d\sin\varphi}{\lambda}\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d\sin\varphi}{\lambda}\right)} \qquad (203)$$

Iluminarea ecranului produsă de reţea este prin urmare egală cu iluminarea A_1^2 datorită unei singure fante(termen de difracţie)înmulţită cu un factor determinant de fenomenul de interferenţă multiplă(termen de interferenţă).Acesta din urmă ia valori maxime atunci cînd linia poligonală din fig.164 ia forma unei linii drepte ($\delta^*=0$) adică în locurile pentru care φ satisface condiţia :

$$(a+b)\sin\varphi = K\lambda \qquad (2o4)$$

unde K este un număr întreg

$$K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \ldots \qquad (2o5)$$

In aceste cazuri, termenul de interferenţă are valoarea N^2 (deoarece $\lim_{x \to 2K\pi} \frac{\sin Nx}{x} = N$). Prin urmare, în aceste locuri, iluminarea ecranului este de N^2 ori mai mare decît iluminarea produsă de o singură fantă. Poziţiile acestor maxime principale (franje) nu depind de numărul N de trăsături ale reţelei ci numai de constanta ei a+b.

Iluminarea ecranului ia valori minime de valoare zero, atunci cînd linia poligonală formată de vectorii $\bar{A}_1$ se închide ($A\varphi = 0$) ceea ce are loc de fiecare dată cînd unghiul de difracţie satisface condiţia

$$(a+b)\sin\varphi = \frac{m}{N}\lambda \qquad (2o6)$$

unde m este un număr întreg diferit de un multiplu întreg K a lui N. (Cînd m=KN condiţia de minime (2o6) se transformă în condiţia de maxime (2o4)). Intre două valori succesive ale lui K, deci între două maxime principale, m ia următoarele N-1 valori :

$$m = KN+1,\ KN+2,\ KN+3, \ldots KN+(N-1)$$

Aceasta înseamnă că între fiecare două maxime principale se găsesc N-1 minime de intensitate zero. Poziţiile acestor minime împart intervalul dintre maximele principale în părţi egale. Se înţelege că între două minime învecinate, trebuie să se formeze cîte un maxim. Aceste maxime se obţin în direcţiile φ pentru care poligonul format de toţi vectorii $\bar{A}_1$ este deschis şi coarda OZ_N trece prin valoarea maximă. Intre două maxime principale de intensitate mare se obţin astfel N-2 maxime de intensitate mai mică numite maxime secundare. Dintre acestea sînt ceva mai intense doar cele vecine cu maximile principale. Intensitatea acestora nu depăşeşte însă 1/22 din intensitatea maximului principal (ca la difracţia printr-o singură fantă) şi este cu atît mai mică cu cît numărul N de fante ale reţelei este mai mare. (Pentru unele reţele N poate fi chiar 2oo.ooo). Cînd N este mare putem considera că tot intervalul dintre maximele principale este complet întunecat. Maximele principale apar astfel ca linii fine intense pe un fond practic negru. Dacă ţinem seama doar de interferenţa multiplă a fasciculelor de lumină care vin de la cele N fante separate ale reţelei, maximele

principale ar trebui să aibă intensităţi egale, de valoare :

$$I_{max} = cN^2A_1^2 \qquad (2o7)$$

unde c este un coeficient de proporţionalitate. In realitate, din cauză că amplitudinea A_1 datorită difracţiei printr-o fantă depinde de unghiul de difracţie φ intensitatea maximelor principale diferă. Distribuţia reală a iluminării din planul focal al lentilei L este cea dată de formula (2o3) unde A_1 este de forma (191). Reprezentarea grafică a acestei distribuţii pentru o reţea cu 4 fante este dată în fig. (165) (curba plină). Se vede că intensitatea maximelor principale de interferenţă este modulată de distribuţia iluminării datorită difracţiei printr-o fantă (curba punctată). Din această cauză sînt intense numai maximele de interferenţă cuprinse în regiunea maximului principal de difracţie. Numărul acestor maxime principale situate într-un maxim de difracţie depinde de raportul dintre constanta d a reţelei şi lărgimea a a fantelor. Intr-adevăr, primul minim de difracţie se formează în locul pentru care unghiul de difracţie φ este dat de relaţia :

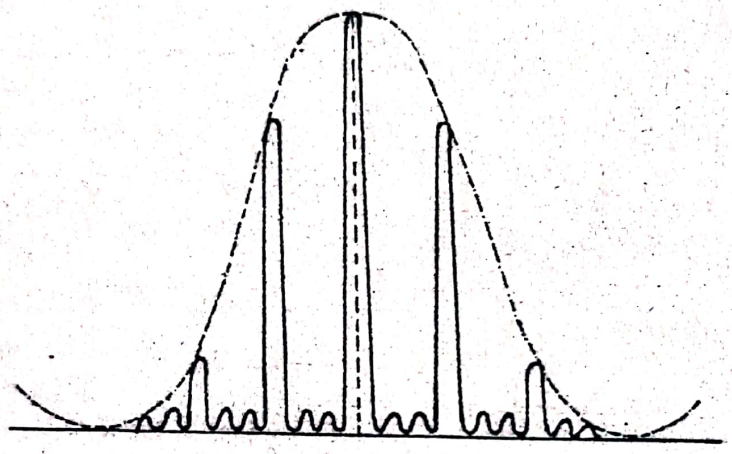


Fig 165

$$\sin\varphi_1 = \frac{\lambda}{a} \qquad \text{(pentru } \varphi \text{ pozitiv)}$$

Pentru aceeaşi valoare a unghiului φ reţeaua dă maximul principal de ordinul K dacă este îndeplinită condiţia

$$\sin\varphi_1 = K\frac{\lambda}{d}$$

unde K trebuie să fie un număr întreg. Comparînd aceste două egalităţi găsim că valoarea lui K este determinată de raportul

$$K = d/a \qquad (2o8)$$

Această relaţie ne arată că dacă raportul d/a este un număr întreg

Atunci maximul principal de ordinul K=d/a dat de reţea se pierde deoarece cade pe primul minim egal cu zero al distribuţiei iluminării dată de o fantă.Acelaşi lucru se întîmplă pentru toate maximile principale de ordinele

$$K = \pm K' \cdot d/a \qquad (209)$$

în care K' = 1,2,3,... deoarece în aceste cazuri condiţia de maxime (204) se transformă în condiţia de minime(189).

Din această cauză în regiunea maximului principal de difracţie nu obţinem 2K+1 maxime principale de interferenţă ci 2K-1 deoarece două dintre acestea se pierd(unul la stînga şi altul la dreapta direcţiei $\varphi = 0$).Celelalte maxime principale de interferenţă se vor situa în regiunile maximelor secundare de difracţie şi vor fi deci foarte slabe.In fig.(165) este reprezentată distribuţia iluminării în cazul unei reţele cu 4 fante care dă 5 maxime principale de interferenţă situate în maximul principal de difracţie.

Distanţa dintre maximele principale este cu atît mai mare cu cît constanta d a reţelei este mai mică.Intr-adevăr,după cum rezultă din condiţia de maxime(204) pentru două maxime succesive,de ordinul K şi de ordinul K+1,avem :

$$\sin\varphi_{K+1} - \sin\varphi_K = \frac{(K+1)\lambda}{d} - \frac{K\lambda}{d} = \frac{\lambda}{d} \qquad (210)$$

Pentru a mări deci distanţa dintre maximele principale trebuie să folosim o reţea cu o constantă cît mai mică.Constanta reţelei nu trebuie să fie însă egală cu un multiplu întreg a lărgimii fantei deoarece în acest caz unele maxime dispar.Astfel,în conformitate cu relaţia(209),dacă d=2·a dispar toate maximele de ordin multiplu lui 2 (2,4,6....)dacă d=3·a dispar toate maximele de ordin multiplu lui 3 (3,6,9...)ş.a.m.d.

6.3 Spectrele de difracţie

După cum am arătat mai înainte,dacă reţeaua de difracţie este iluminată cu lumină monocromatică,sistemul de franje care apare în planul focal al lentilei L este format din benzi luminoase foarte înguste pe un fond întunecat.Dacă însă iluminăm reţeaua cu lumină formată din radiaţii cu diferite lungimi de undă,atunci se

obţine cîte un sistem de franje pentru fiecare radiaţie monocromatică.Astfel,dacă iluminăm reţeaua cu lumină albă,franja centrală (K=0 şi φ=0) va fi albă,deoarece pentru φ =0 condiţia de maxime (2o4) este satisfăcută indiferent de valoarea lungimii de undă λ .De o parte şi de alta a franjei albe,din mijloc,vor apare franje pentru diferite lungimi de undă sub unghiuri ale căror valori sînt date de relaţia(2o4).Fiecărei valori a lui K îi va corespunde un şir de franje corespunzătoare fiecărei lungimi de undă a radiaţiilor care compun lumina albă.Aceste franje situate una lîngă alta în ordinea lungimilor de undă alcătuiesc un spectru de difracţie.Fiecărei valori a lui K îi corespund două spectre aşezate simetric faţă de franja centrală albă.Pentru K=± 1 corespunde spectrul de ordinul 1, pentru K=± 2 spectrul de ordinul 2 etc.Unghiul de deviaţie fiind proporţional cu lungimea de undă, capătul violet al fiecărui spectru se va afla mai aproape de franja centrală decît capătul roşu.Reţeaua de difracţie joacă astfel rolul unui dispozitiv dispersiv,ca şi o prismă, cu deosebirea că prisma deviază mai puternic radiaţiile violete şi mai puţin pe cele roşii iar reţeaua invers.În afară de aceasta în timp ce în spectrul dat de prismă intervale spectrale egale au întinderi diferite datorită dispersiei neliniare a prismei(fig. 61)în spectrele date de reţea pentru aceeaşi variaţie a lungimii de undă avem aceeaşi variaţie a lui φ şi deci aceeaşi întindere a spectrului(dispersie liniară).aşa cum se vede în fig.(166).Pentru a face distincţie între aceste două tipuri de spectre, spectrul de difracţie,în care diferitele radiaţii sînt deviate proporţional cu lungimile de undă respective,se mai numeşte şi spectru normal. Distribuţia spectrelor de diferite ordine date de o reţea este arătată în fig.167.După cum se vede din figură,spectrele de ordinul întîi sînt izolate,pe cînd spectrele de ordin mai mare se suprapun parţial unul peste altul.Astfel,peste capătul roşu(r)

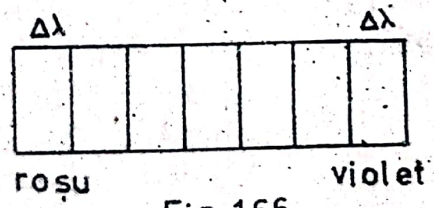


Fig. 166

al spectrului de ordinul al doilea se suprapune capătul violet (v) al spectrului de ordinul al treilea.Mai departe,suprapunerile devin şi mai importante astfel încît pentru valori mari ale lui K se obţine "albul de ordin superior".Din condiţia de maxime (2o4),rezultă că peste maximul de ordinul K şi de lungimea de undă λ ,se suprapune maximul de ordinul K' şi de lungime de undă λ' care satisface relaţia :

$$K\lambda = K'\lambda' \qquad (211)$$

Astfel,de exemplu,dacă luăm radiaţia portocalie λ=6oo mμ şi radiaţia violetă λ'= 4oo mμ ,vom avea

$$2.6oo\ m\mu = 3.4oom\mu \qquad (212)$$

Datorită acestor suprapuneri nu putem lucra în spectrele de ordin superior decît dacă eliminăm cu ajutorul unor filtre optice radiaţiile de alt ordin,care s-ar suprapune peste spectrul de studiat.In cazul prismei,unde avem un singur spectru,asemenea probleme nu apar.Cu toate acestea spectrele de reţea,de ordin superior,prezintă unele avantaje de foarte mare importanţă astfel că ele sînt mult folosite în practică.După cum am arătat,cînd numărul de trăsături ale reţelei creşte,franjele monocromatice devin din ce în ce mai înguste astfel că în fiecare loc al spectrului avem un amestec de radiaţii dintr-un domeniu spectral din ce în ce mai îngust.Se obţine astfel un spectru din ce în ce mai pur.Odată cu aceasta creşte şi capacitatea reţelei de a da imagini separate pentru diferite radiaţii a căror lungimi de undă diferă puţin unele de altele.Asupra acestei calităţi a reţelei vom mai reveni (Cap.VII.7.2).

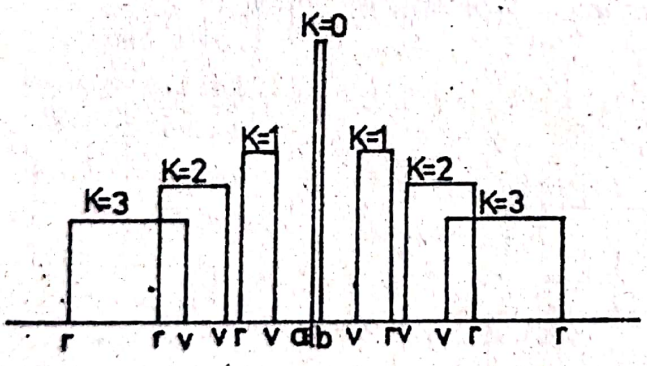


Fig167

6.4 Spectrograful cu reţea de difracţie

Cel mai simplu spectrograf cu reţea este asemănător cu

un spectrograf cu prismă cu deosebirea că în locul prismei foloseşte ca dispozitiv dispersiv o reţea de difracţie.Schema de principiu a unui spectrograf cu reţea este dată în fig.168.Cu ajutorul lentilei condensor L_1 se concentrează lumina care vine de la sursa S pe o fantă îngustă F aflată în planul focal al lentilei colimator L_2 .Fasciculul paralel obţinut se descompune cu ajutorul reţelei de difracţie R.Spectrul se obţine în planul focal al lentilei obiectiv L_3 unde se aşează placa fotografică P.După cum ştim,pentru fiecare radiaţie monocromatică se obţin mai multe maxime, de diferite ordine K. Pentru fiecare valoare a lui K,pentru radiaţii cu diferite lungimi de undă se obţine o succesiune de maxime deci un spectru de difracţie.Deoarece $\sin\varphi$ nu poate lua valori mai mari ca unitatea,din condiţia de maxime(2o4),rezultă că ordinul maxim al spectrului este $K_M = d/\lambda$ .El va fi deci cu atît mai mic cu cît constanta reţelei d este mai mică.Dacă d este suficient de mic($d = \lambda$) atunci se va obţine numai spectrul de ordinul 1. De aici rezultă că spectrul de difracţie se poate obţine numai pentru lungimi de undă λ mai mici decît d. In cazul contrar ($\lambda > d$) reţeaua de difracţie nu mai descompune fasciculul incident şi nu se obţine spectrul.Din această cauză pentru a lucra în domeniul infraroşu de lungimi de undă mari trebuie să folosim reţele cu constante suficient de mari.

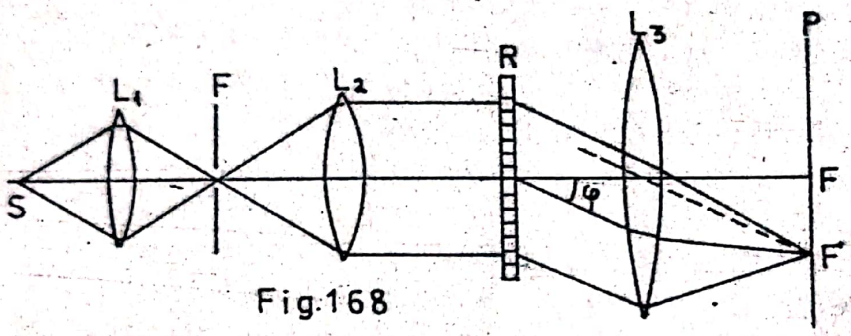


Fig.168

Dacă în locul plăcii fotografice P se montează o fantă de ieşire se obţine un monocromator(sau un spectrofotometru)cu reţea de difracţie..In acest caz,radiaţiile cu diferite lungimi de undă se aduc în dreptul fantei de ieşire prin rotirea reţelei în jurul unui ax paralel cu fantele.Rotirea reţelei se face cu ajutorul unui şurub micrometric etalonat astfel încît pe el să putem citi valoarea lungimii de undă a radiaţiei monocromatice care iese prin fanta de ieşire a aparatului.

Rețelele de difracție au fost construite și folosite pentru prima dată la studiul spectrelor de către Fraunhofer,în anul 1821.Cu ajutorul unui spectrograf cu rețea el a descoperit liniile negre care apar în spectrul soarelui(liniile Fraunhofer).

Deoarece rețelele gravate pe sticlă lucrează prin transmisia luminii,ele nu pot fi utilizate decît pentru studiul radiațiilor pentru care sticla este transparentă.Ele nu pot fi utilizate pentru studiul radiațiilor ultraviolete deoarece acestea sînt absorbite de sticlă.Acest neajuns a fost înlăturat odată cu fabricarea rețelelor metalice care lucrează prin reflexie.Aceste rețele produc difracția prin reflexia luminii de suprafețele lucioase aflate între zgîrieturile făcute pe o oglindă metalică.Rețelele metalice pot fi utilizate în orice domeniu spectral dacă, bineînțeles,și lentilele cu care lucrează în combinație sînt confecționate din materiale transparente în domeniul respectiv.In unele cazuri în loc de lentile se folosesc oglinzi concave care îndeplinesc rolul lentilelor.In alte cazuri,pentru a se elimina lentilele sau oglinzile se folosesc rețele metalice concave care lucrează în același timp și ca rețele și ca oglinzi concave,care focalizează razele,dînd naștere la un spectru de difracție.In prezent se folosesc mai multe tipuri de montaje cu rețele de difracție concave în funcție de scopul cercetărilor pentru care sînt destinate.

Primele rețele de difracție concave au fost construite de către Rowland cu ajutorul unor mașini speciale de divizat construite tot de el.Aceste rețele aveau pînă la 800 trăsături pe milimetru și o lungime pînă la 10 centimetri.Munca de perfecționare a construirii rețelelor în laboratoarele lui Rowland a fost continuată de Anderson și Wood.In prezent se construiesc rețele de diverse tipuri atît prin transmisie cît și prin reflexie.Astfel,se construiesc rețele care datorită modului de trasare,concentrează aproape întreaga energie luminoasă într-un singur spectru,de exemplu în unul din spectrele de ordinul unu. Luminozitatea spectrografelor prevăzute cu astfel de rețele se apropie de cea a spectrografelor cu prismă.

Studiind spectrele cu ajutorul unui aparat spectral cu rețea de difracție putem determina foarte precis lungimile de undă ale diferitelor radiații monocromatice.Lungimea de undă se

calculează din condiţia de maxime(2o4)în care trebuie să cunoaştem exact constanta reţelei a+b,numărul de ordine K al spectrului în care se fac măsurătorile şi valoarea unghiului de difracţie corespunzător φ.Acest unghi se măsoară direct cu ajutorul unui goniometru de precizie(spectrometru).

Lungimile de undă se pot determina şi cu ajutorul unui aparat spectral cu prismă dar nu în mod absolut ci numai în mod relativ(prin interpolare folosind un grafic de etalonare realizat în prealabil cu ajutorul unor radiaţii de lungimi de undă deja cunoscute).

6.5 Difracţia printr-o fantă circulară

Să considerăm acuma un ecran E_1 prevăzut cu o fantă circulară de rază r pe care cade normal un fascicul de raze paralele(fig.169).Dacă lumina s-ar propaga prin deschiderea considerată în linie dreaptă, atunci razele de lumină ar rămîne paralele şi s-ar aduna în planul focal al lentilei L într-un singur punct(în focarul principal F_o).In realitate,datorită difracţiei,pe ecranul E_2 situat în planul focal al acestei lentile se obţine o figură de difracţie mai complicată. Această figură constă dintr-o pată circulară luminoasă foarte intensă, înconjurată de o serie de franje inelare alternativ întunecate şi iluminate(fig.17o a).Distribuţia iluminării de-a lungul diametrului OO' este dată în fig.170 b.Forma acestei distribuţii poate fi explicată prin metoda zonelor lui Fresnel. In acest scop se împarte fanta circulară în zone Fresnel prin linii paralele echidistante.Deoarece suprafeţele acestor zone nu sînt egale calculele devin mai complicate(se utilizează funcţiile Bessel).Calculele corespunzătoare arată că distribuţia iluminării este asemănătoare cu cea de la fanta dreptunghiulară cu deosebire că poziţiile maximelor şi minimelor nu mai sînt

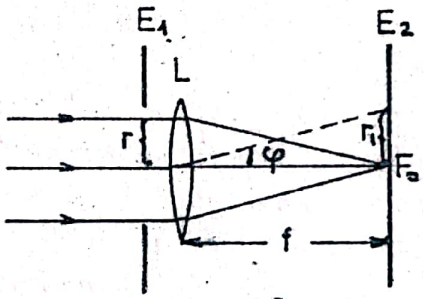


Fig. 169

aceleaşi(pentru aceeaşi lărgime).In cazul fantei circulare primul inel întunecat se obţine pentru unghiul φ care satisface relaţia

$$\sin\varphi = 0{,}61\frac{\lambda}{r} = 1{,}22\frac{\lambda}{d} \qquad (213)$$

unde d este diametrul fantei circulare.In cazul unghiurilor de difracţie mici relaţia de mai sus se poate scrie sub forma :

$$\varphi = 0{,}61\frac{\lambda}{r} = 1{,}22\frac{\lambda}{d} \qquad (214)$$

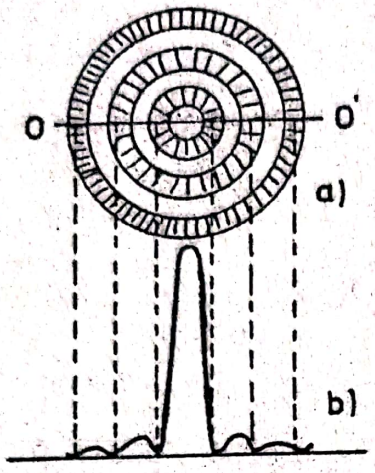


Fig. 170

Rezultă că unghiul sub care se vede primul inel întunecat din centrul lentilei L,scade odată cu mărirea diametrului fantei.

Intensitatea maximului central(φ=0)este foarte mare în comparaţie cu intensitatea celorlalte maxime.Acestui maxim îi corespunde aproximativ 84% din energia luminoasă care trece prin fantă.Intensitatea primului maxim secundar are în cazul fantei circulare de abia 1/50 din intensitatea maximului central faţă de 1/22 la fanta dreptunghiulară.Iluminarea în minime este egală cu zero.

Dacă notăm cu f distanţa focală a lentilei L din figura 169 se vede că raza primului inel întunecat şi deci raza petei luminoase centrale va fi :

$$r_1 \simeq f\varphi = 1{,}22\,f\frac{\lambda}{d} \qquad (215)$$

Se vede astfel că dimensiunile maximului central vor fi cu atît mai mari cu cît este mai mare lungimea de undă şi distanţa focală a lentilei şi cu cît este mai mic diametrul fantei.Astfel în cazul unei fante cu diametrul d=0,5 mm şi a unei lentile cu distanţa focală f=100 cm, se obţine pentru radiaţia verde cu λ=5000 Å o pată centrală cu raza :

$$r_1 = 1{,}22\cdot 10^{2} : \frac{5\cdot 10^{-5}}{5\cdot 10^{-2}}\ \text{cm} = 1{,}22\ \text{mm}.$$

Difracţia printr-o fantă circulară prezintă un interes deosebit la studiul formării imaginilor în instrumentele optice prevăzute cu diafragme circulare(Cap.VIII § 7).

7. Puterea separatoare a instrumentelor optice

La studiul instrumentelor optice am presupus că fiecărui punct de pe obiectul luminos îi corespunde o imagine punctiformă. In realitate,din cauza difracţiei luminii,punctului luminos îi corespunde o imagine formată dintr-o pată centrală circulară înconjurată de o serie de cercuri alternativ luminoase şi întunecate. Rolul principal îl joacă pata luminoasă centrală deoarece acesteia îi corespunde 84% din energia luminoasă care vine de la obiectul punctiform.Din această cauză în cele ce urmează nu vom ţine seama de inelele luminoase care înconjoară maximul central şi vom considera tot cîmpul exterior acestui maxim ca fiind complet întunecat.Deoarece fasciculul de lumină care trece printr-o lentilă este limitat de deschiderea circulară a lentilei dimensiunile petei centrale depind de diametrul lentilei.Diametrul petei luminoase este invers proporţional cu diametrul lentilei aşa cum ştim din studiul difracţiei pe o fantă circulară.Cînd în faţa lentilei, la o distanţă mare faţă de distanţa ei focală,se află două sau mai multe puncte luminoase,fiecare din aceste puncte dă cîte o imagine de forma celei descrise mai sus.Astfel,dacă observăm cu o lunetă astronomică două stele apropiate vom obţine în planul focal al obiectivului două mici pete de lumină care în parte se vor suprapune(fig.171).Se pune întrebarea,în ce caz pata de lumină care rezultă,poate fi considerată ca provenind de la cele două stele şi nu de la una singură?. Pentru a răspunde la această întrebare să examinăm curbele care ne dau distribuţia intensităţii luminii în maximele de diferite ordine corespunzătoare fiecărei surse punctiforme(stele). Aceste curbe sînt date, în funcţie de unghiul de difracţie φ , în fig. 172 . Deoarece cele două stele reprezintă surse necoerente vom avea o simplă suprapunere a figurilor de difracţie astfel că intensitatea

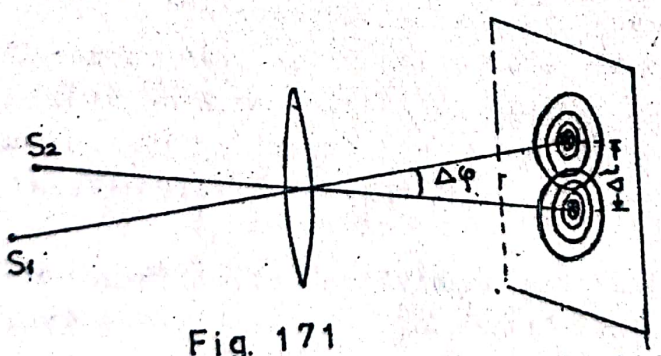


Fig. 171

într-un punct din domeniul de suprapunere va fi egală cu suma intensităţilor corespunzătoare acelui punct. Intensitatea rezultantă în regiunea unde petele obţinute prin difracţie se suprapun este dată de curba punctată.

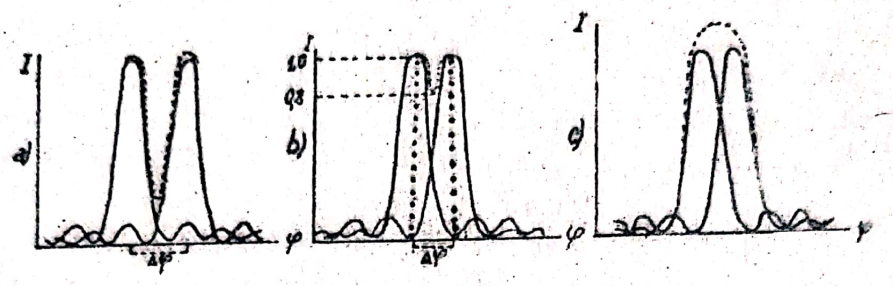


Fig. 172

Se vede că pe măsură ce "distanţa unghiulară" $\Delta\varphi$ dintre centrele petelor de difracţie se micşorează minimul care se obţine între cele două maxime alăturate devine din ce în ce mai puţin pronunţat ca pînă la sfîrşit, acest minim să dispară (fig. 172 c). In acest caz cele două stele vor da naştere la o singură pată de lumină şi noi nu le vom putea deosebi (separa). Rayleigh a dat următorul criteriu practic de "separare" a două tablouri de difracţie: vom socoti că cele două pete circulare sînt separate dacă distanţa dintre centrele lor este cel puţin egală (sau mai mare) cu raza uneia dintre ele. In acest caz ordonata minimului reprezintă cel mult 0,8 din ordonatele maxime ale curbei rezultante astfel că ochiul sesizează regiunea întunecată aflată între cele două maxime. Teoria arată şi experienţa confirmă că această condiţie se realizează dacă maximul uneia din curbe se află în dreptul primului minim al celei de a doua curbe (fig. 172 b). Această regulă este valabilă dacă cele două puncte obiect (stele) sînt de aceeaşi intensitate.

După cum am arătat, distanţa unghiulară între centrul maximului central şi primul inel întunecat este dată de relaţia (214)

$$\varphi = \Delta\varphi = 1{,}22\,\frac{\lambda}{d} \qquad (216)$$

unde d este diametrul fantei circulare. In cazul lunetei d reprezintă diametrul obiectivului. Din această relaţie se vede că putem observa cu ajutorul lunetei stele cu atît mai apropiate cu cît diametrul obiectivului acesteia este mai mare. Mărimea inversă:

$$U = \frac{1}{\Delta\varphi} = \frac{d}{1{,}22\lambda} \qquad (217)$$

se numeşte <u>putere separatoare unghiulară</u>.Ea este direct proporţională cu d şi invers proporţională cu λ .Pentru lungimea de undă $\lambda = 0{,}55\ \mu m$,pentru care ochiul are cea mai mare sensibilitate,şi pentru d exprimat în centimetri rezultă :

$$\Delta\varphi = \frac{0{,}67 \cdot 10^{-4}}{d} \text{ radiani} = \frac{13{,}4}{d} \text{ secunde} \qquad (218)$$

Această relaţie determină valoarea minimă a unghiului pe care trebuie să-l formeze razele care vin de la cele două stele pentru ca imaginile lor în planul focal al obiectivului să fie distincte-.De aici rezultă că pentru d=13 cm,$\Delta\varphi$= 1 secundă, iar pentru d=1 m,$\Delta\varphi$= 0,134 secunde.După cum ştim însă pentru ca cele două imagini să fie <u>văzute</u> separat trebuie ca razele respective să pătrundă în ochi făcînd între ele un unghi mai mare de un minut.Pentru aceasta ocularul lunetei trebuie să aibă o putere de mărire suficient de mare pentru ca el să mărească unghiul sub care se văd punctele imagine de la 13,4/d secunde la un minut.Cu alte cuvinte grosismentul lunetei G trebuie să aibă o astfel de valoare încît $G \cdot \Delta\varphi \geq 1'$.In felul acesta,în funcţie de obiectiv se poate determina ocularul în aşa fel încît să utilizăm efectiv puterea separatoare a obiectivului.

Dacă stelele se fotografiază atunci distanţa dintre centrele imaginilor de diffracţie trebuie să fie mai mare decît mărimea granulelor emulsiei fotografice adică mai mare decît 0,01 mm.Din fig.171 se vede că :

$$\Delta l \simeq f\Delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{d}f \qquad (219)$$

Pentru a obţine deci imaginile distincte a două stele apropiate($\Delta\varphi$ mic) trebuie ca distanţa focală f a obictivului să fie suficient de mare.

Cele arătate pentru luneta astronomică rămîn valabile şi pentru telescop şi pentru luneta terestră în cazul cînd observăm obiectele îndepărtate.Acelaşi lucru putem spune şi despre aparatul fotografic.Dacă obiectul se află însă aproape de obiectiv atunci nu mai putem considera că de la el vine un fascicul paralel de lumină.De data aceasta calculul puterii separatoare devine

mai complicat.Un astfel de caz îl întîlnim la microscop.Deoarece montura obiectivului limitează fasciculul de lumină ce pătrunde în microscop,apare fenomenul de difracţie care contribuie la limitarea puterii separatoare a microscopului.Proprietăţile microscopului din punct de vedere a separării detaliilor obiectului examinat se exprimă prin distanţa cea mai mică dintre două puncte care apar separate prin microscop.După cum am mai amintit(Cap. VI§3)teoria arată că dacă obiectivul satisface condiţia de sinus distanţa dintre două puncte de pe obiect care mai pot fi separate este dată de relaţia :

$$\Delta\ell = 0{,}61\,\frac{\lambda}{n\sin u} \qquad (22o)$$

unde n este indicele de refracţie al mediului dintre obiect şi obiectiv iar u este unghiul sub care se vede din punctul A al obiectului raza primei lentile a obiectivului(fig.173).Mărimea n sin u poartă denumirea de apertură numerică a obiectivului.Această mărime are valoarea maximă 0,95 pentru cazul cînd obiectul se găseşte în aer(n=1) şi 1,4-1,5 cînd între obiect şi obiectiv se introduce un lichid de imersie cum ar fi uleiul de cedru(n=1,52) sau monobromnaftalina(n=1,53).De aici se vede

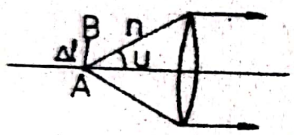


Fig.173

că $\Delta\ell$ este de ordinul $\lambda/2$.Mărimea inversă :

$$L = \frac{1}{\Delta\ell} = \frac{n\sin u}{0{,}61\lambda} \qquad (221)$$

poartă denumirea de putere separatoare liniară a microscopului.Ea este cu atît mai mare cu cît apertura numerică este mai mare.Din această relaţie se vede că este mai avantajos să lucrăm cu lumină albastră sau chiar cu lumină violetă.Pentru a utiliza în practică întreaga putere separatoare a obiectivului,ocularele microscopului trebuie să aibă o putere de mărire astfel aleasă încît detaliile de pe obiect separate de obiectiv să se vadă sub un unghi egal cu 1'.Dacă puterea de mărire a ocularului este mai mare el nu ne va permite să observăm mai multe detalii deoarece ele nu sînt separate de obiectiv.

Pentru a ajunge la relaţia(221) s-a presupus că obiectu este luminos,deci că diferite puncte ale obiectului emit unde necoerente,astfel că în formarea imaginilor nu intervine fe - nomenul de interferenţă.In realitate,obiectele privite prin microscop sînt în general iluminate.Din această cauză lumina provenită de la diversele puncte ale obiectului poate fi considerată parţial coerentă.Abbé a găsit că în acest caz puterea separatoare este determinată tot de apertura numerică a obiectivului dar creşte puţin (în (221) intervine $0,5\lambda$ în loc de $0,61\lambda$).

Unele modalităţi de creştere a puterii separatoare a microscoapelor au fost arătate cu ocazia studiului microscopului (Cap.VI§3).

7.1.<u>Puterea separatoare cromatică a spectrografului cu prismă</u>

Să considerăm din nou schema unui spectrograf cu prismă (fig.174).Datorită dispersiei,fasciculele de radiaţii cu lungimile de undă λ_1 şi $\lambda_2 > \lambda_1$ dau naştere la două imagini F_1 şi F_2 ale fantei aflată una faţă de alta la o distanţă unghiulară $\Delta\delta$ .Pe de altă parte,datorită dimensiunilor finite ale prismei,fasci-

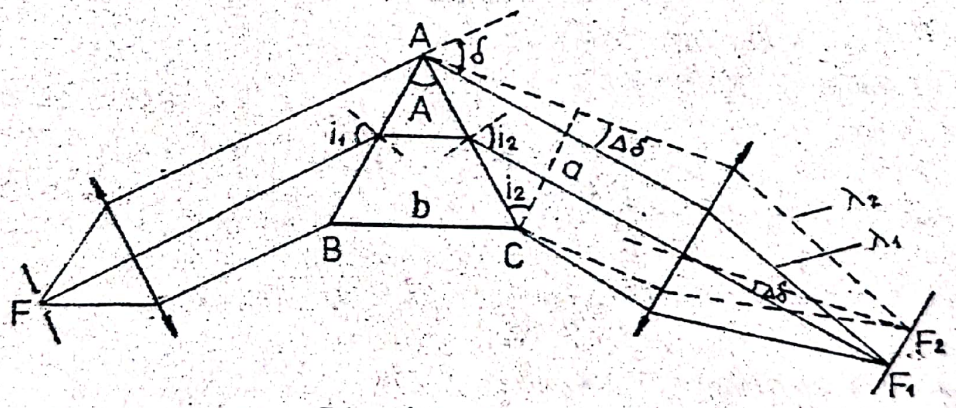


Fig. 174

culul emergent are o anumită lărgime finită ca şi cum ar fi fost limitat de o fantă cu lărgimea a pe care cade normal un fascicul de raze paralele.Deoarece din punct de vedere al limitării fasciculului prisma se comportă ca o fantă,ea dă naştere pentru fiecare radiaţie monocromatică la cîte o figură de difracţie cu maximul central în direcţia de propagare dată de legile opticii geometrice

(P_1 și P_2) și cu primul minim nul dintr-o direcție care formează cu precedenta un unghi $\Delta\varphi = \lambda/a$. Datorită difracției se produce o lățire a imaginilor fantei așa că în locul unor linii înguste se obțin două benzi luminoase care în parte se suprapun. Distribuția intensității în aceste imagini de difracție este dată în fig.175. Conform criteriului lui Rayleigh aceste două imagini se consideră ca fiind separate dacă distanța unghiulară $\Delta\delta$ dintre cele două maxime este mai mare sau cel puțin egală cu distanța unghiulară $\Delta\varphi$ dintre maximul principal al figurii de difracție pentru o radiație și primul minim al figurii de difracție

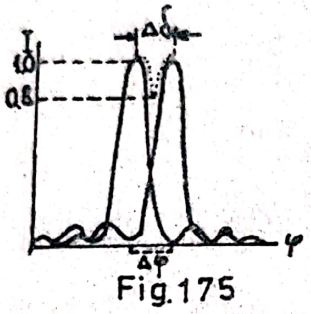


Fig.175

al celeilalte radiații : $\Delta\delta \geq \Delta\varphi$

Prin puterea separatoare cromatică a spectrografului se înțelege mărimea

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \qquad (222)$$

în care $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ reprezintă cea mai mică diferență între lungimile de undă a două radiații care mai pot fi separate în spectru iar λ reprezintă lungimea de undă mijlocie a acestora. In baza criteriului lui Rayleigh aceste radiații sînt separate la limită în spectru dacă se îndeplinește condiția :

$$\Delta\delta = \Delta\varphi \qquad (223)$$

în care, după cum am arătat,

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{a} \qquad (224)$$

Tinînd seama de aceste relații puterea separatoare cromatică devine :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta\delta} \cdot \frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = a\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} \qquad (225)$$

Să calculăm expresia $\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda}$. Deoarece în spectrograf prisma este situată la minim de deviație

$$n = \frac{\sin\frac{A+\delta}{2}}{\sin\frac{A}{2}} \qquad (226)$$

n fiind indicele de refracţie al prismei pentru radiaţia cu lungimea de undă λ, A unghiul prismei, iar δ unghiul de deviaţie minimă. Derivînd relaţia(226) în raport cu λ, obţinem :

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{\frac{1}{2}\cos\frac{A+\delta}{2}\cdot\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda}}{\sin\frac{A}{2}}$$

De aici rezultă că

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = 2\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}\sin\frac{A}{2}\cdot\frac{1}{\cos\frac{A+\delta}{2}}$$

Deoarece la deviaţie minimă $i_1 = i_2$; $\delta = 2i_2 - A$ sau $i_2 = \frac{A+\delta}{2}$ avem :

$$\frac{\Delta\delta}{\Delta\lambda} = 2\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}\sin\frac{A}{2}\cdot\frac{1}{\cos i_2} \qquad (227)$$

Pe de altă parte, după cum se vede din fig.174

$$a = AC\cos i_2 = \frac{b\cos i_2}{2\sin\frac{A}{2}} \qquad (228)$$

unde b este lungimea bazei prismei. Înlocuind relaţiile(228) şi (227) în relaţia (225) obţinem

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{b\cos i_2}{2\sin\frac{A}{2}}\cdot 2\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}\cdot\frac{\sin\frac{A}{2}}{\cos i_2} = b\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \qquad (229)$$

Se vede astfel că puterea separatoare cromatică a prismei este egală cu produsul dintre lungimea bazei acesteia şi dispersia materialului din care este ea confecţionată.

Întrucît în spectroscopie se urmăreşte să se separe radiaţii monocromatice cu lungimile de undă cît mai apropiate, este de dorit ca aparatul spectral să posede o putere separatoare cromatică cît mai mare. Deoarece prismele de dimensiuni mari perfect transparente şi omogene sînt greu de construit, pentru mărirea puterii separatoare se folosesc mai multe prisme aşezate succesiv la minim de deviaţie. În acest caz baza utilă care intră în relaţia (229) este egală cu suma bazelor prismelor străbătute de lumină. În practică se folosesc cel mai mult prismele cu baza de maximum 10 centimetri şi cu unghiul A egal cu 60^0. Principalele calităţi de care trebuie să se ţină seama la alegerea materialului pentru confecţionarea prismelor sînt : transparenţa în domeniul spectral respectiv, dispersia $\frac{\Delta n}{\Delta\lambda}$ cît mai mare şi coeficient de variaţie cu tem-

peratura a indicelui de refracţie $\frac{\Delta n}{\Delta t}$ cît mai mic, pentru ca variaţia temperaturii să nu modifice calităţile aparatului. In afară de aceasta este de dorit ca materialul să se poată găsi sau obţine în bucăţi mari şi perfect omogene, să poată fi bine polisat, să fie rezistent la acţiunea atmosferei şi a diferiţilor vapori frecvent existenţi într-un laborator.

7.2. Puterea separatoare cromatică a spectrografului cu reţea

Puterea separatoare cromatică a spectrografului cu reţea se defineşte ca şi în cazul celui cu prismă cu ajutorul relaţiei

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \qquad (230)$$

unde $\Delta\lambda$ este cea mai mică diferenţă între lungimile de undă λ_1 şi λ_2 a două radiaţii iar λ reprezintă lungimea de undă mijlocie a acestora.

Pentru a determina această mărime vom ţine seama că direcţiile pe care se formează maximile de ordinul k pentru cele două lungimi de undă sînt date de relaţiile

$$d \sin \varphi_1 = k\lambda_1 \quad \text{şi} \quad d \sin \varphi_2 = k\lambda_2 \qquad (231)$$

Stim însă că chiar şi în cazul unei radiaţii strict monocromatice, maximele care se obţin au o anumită lărgime determinată de faptul că descreşterea intensităţii de la un maxim la minimele care îl mărginesc se face lent. Din această cauză pentru două radiaţii monocromatice de lungimi de undă apropiate λ_1 şi λ_2 maximele A şi B se vor suprapune parţial dînd naştere unui maxim rezultant C aşa cum se arată în fig.176. Presupunînd că intensităţile celor două maxime apropiate nu diferă prea mult, ele vor fi distincte numai dacă între ele există o distanţă unghiulară $\Delta\varphi$ suficientă pentru ca în curba intensităţii rezultante C să apară un minim sesizabil. In acest caz se spune că cele două maxime sînt separate

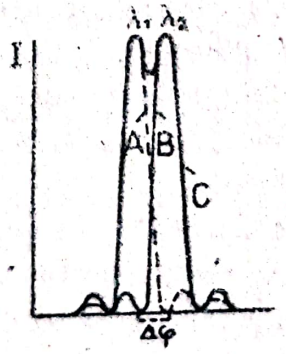


Fig.176

sau rezolvate.In conformitate cu criteriul lui Rayleigh cele două lungimi de undă apropiate λ_1 și λ_2 vor fi separate în spectrul de ordinul K dat de o rețea dacă maximul uneia din radiații se află în dreptul primului minim al celeilalte(fig.176).Utilizînd condiția de maxime(2o4)pentru λ_1 și condiția de minime(2o6) pentru λ_2 vom avea deci :

$$(a+b)\sin\varphi = K\lambda_1 = \frac{m}{N}\lambda_2 = \left(K+\frac{1}{N}\right)\lambda_2 \qquad (232)$$

unde m=KN+1 fiind vorba de primul minim pentru λ_2.

De aici obținem :

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_2} = KN \qquad (233)$$

Deoarece λ_1 și λ_2 se deosebesc foarte puțin, putem scrie :

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = KN \qquad (234)$$

Puterea separatoare cromatică a unui spectrograf cu rețea este deci egală cu produsul dintre ordinul spectrului K și numărul total N de fante pe care le conține rețeaua.Deoarece K este în general mic (K<7)) pentru ca R să fie mare trebuie ca N să fie mare.Pentru aceasta rețeaua trebuie să aibă o lungime cît mai mare a porțiunii striate.Se vede că R nu depinde de constanta d a rețelei.

Rețelele de difracție utilizate în spectroscopie au un număr de trăsături foarte mare,de ordinul unei sute de mii.Ele au o putere separatoare de ordinul cîtorva sute de mii în funcție de ordinul K al spectrului în care se lucrează.Cu ele se pot separa radiații pentru care diferențele $\Delta\lambda$ sînt de cîteva sute de mii de ori mai mici decît lungimile de undă.Astfel, dacă N=100.000, K=2 și λ = 6000 Å atunci $\Delta\lambda$ = 0,03 Å.

CAPITOLUL IX
POLARIZAREA LUMINII

1.Introducere

Polarizarea este un fenomen caracteristic undelor transversale adică acelor unde în care vibrațiile se fac perpendicular pe direcția de propagare a undei.O undă transversală este polarizată liniar(sau plan polarizată)dacă vibrațiile se execută într-o aceeași direcție din planul perpendicular pe direcția de propagare.Un model mecanic al unei unde polarizate liniar se poate

realiza cu un cablu lung de cauciuc de-a lungul căruia facem să se propage o undă transversală prin punerea în oscilaţie a unuia din capetele acestuia(fig.177).Un observator care priveşte de-a lungul direcţiei de propagare vede oscilaţiile elementelor de

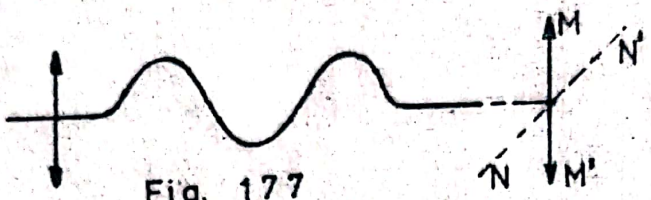


Fig. 177

masă ale cablului executîndu-se într-un acelaşi plan MM'.Planul MM',perpendicular pe direcţia vibraţiilor poartă denumirea de plan de polarizare.Dacă oscilaţiile elementelor de masă descriu elipse,situate în plane perpendiculare pe direcţia de propagare, atunci unda poartă denumirea de undă polarizată eliptic(fig.178). O mişcare eliptică poate fi descompusă în două mişcări armonice (sinusoidale)care se efectuează după două direcţii perpendiculare una pe alta.Deci o undă polarizată eliptic poate fi descompusă în două unde polarizate liniar în două plane reciproc perpendiculare.Un caz particular al polarizării eliptice îl reprezintă polarizarea circulară.

Fig. 178

Fig.179

Dacă vibraţiile elementelor de masă se execută după toate direcţiile în planul perpendicular pe direcţia de propagare,atunci unda poartă denumirea de undă nepolarizată(fig.179).Un dispozitiv care polarizează liniar o undă se numeşte polarizor.Un model mecanic de polarizor se poate realiza cu ajutorul unui cadru de lemn prevăzut cu o deschidere dreptunghiulară (fig.180).Dacă trecem cablul de cauciuc prin această deschidere şi producem în S o undă nepolarizată,polarizorul P va polariza liniar această undă deoarece el nu permite efectuarea oscilaţiilor decît într-un singur plan(de-a lungul deschiderii).Pentru a ne da seama dacă unda este polarizată liniar ne

servim de un dispozitiv asemănător A care poartă denumirea de analizor.Dacă P şi A sînt "paraleli", adică dacă fantele lor sînt paralele,unda va trece prin A.Dacă însă P şi A sînt "în cruce",adică dacă fantele lor sînt perpendiculare una pe alta, atunci unda nu trece prin A.Acest caz corespunde fig.180.Dacă însă P formează un unghi oarecare α cu A atunci se va propaga dincolo de A o undă la care vibraţiile se execută în planul determinat de direcţia **analizorului A.** Amplitudinea acestor vibraţii va fi dată de proiecţia amplitudinii undei incidente pe acest plan(fig.181):

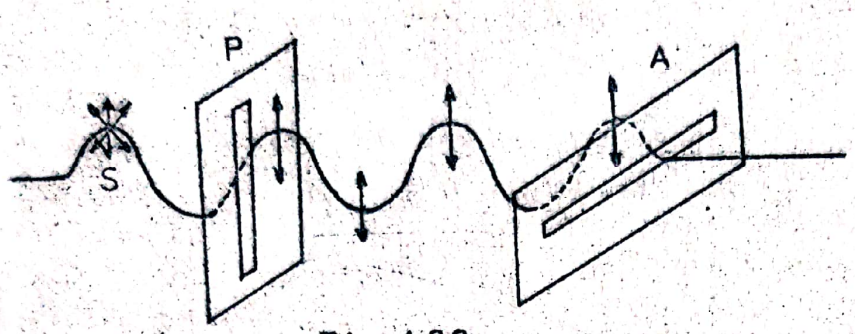


Fig.180

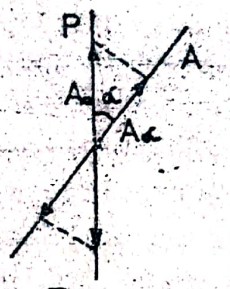


Fig.181

$$A_\alpha = A_0 \cos\alpha$$

1.2 Despre caracterul luminii naturale

Deoarece la lumină se observă,după cum vom vedea,fenomenul polarizării rezultă că unda luminoasă este o undă transversală.Aceasta înseamnă că vectorii cîmp electric $\vec{E}$ şi cîmp magnetic $\vec{H}$ execută oscilaţii reciproc perpendiculare într-un plan σ perpendicular pe direcţia de propagare(fig.182).Intrucît asupra diferiţilor receptori de lumină are acţiune în principal doar componenta electrică a cîmpului electromagnetic în cele ce urmează vom considera numai direcţia după care se execută vibraţiile vectorului cîmp electric. Prin plan de polarizare a luminii vom înţelege deci planul perpendicular pe direcţia acestui vector.Se pune întrebarea cum trebuie considerată lumina naturală din punct de vedere al polarizării? Dacă ne referim la procesul de emisie a luminii,se înţelege că

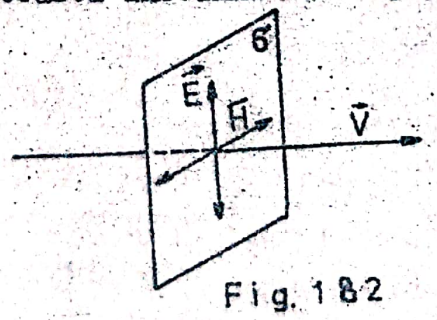


Fig.182

unda emisă de un atom trebuie considerată ca fiind polarizată liniar. Într-adevăr, în teoria clasică a lui Maxwell se arată că un atom poate fi asimilat cu un dipol electric de moment variabil care emite unde electromagnetice în care vectorul câmp electric rămîne paralel cu dipolul emiţător. Datorită însă faptului că într-o sursă luminoasă există un număr foarte mare de atomi independenţi care emit unde luminoase polarizate în plane diferite, trebuie să considerăm că lumina naturală este nepolarizată. Aceasta înseamnă că într-o rază de lumină naturală oscilaţiile vectorului cîmp electric au amplitudini practic egale în toate direcţiile din planul perpendicular pe direcţia de propagare aşa cum se arată în fig.179.

§ 2. Metode de obţinere a luminii polarizate

Lumina polarizată liniar se poate obţine prin următoarele metode :

1. Polarizarea prin reflexie

Dacă lăsăm să cadă asupra unei plăci de sticlă o rază de lumină naturală sub un unghi de incidenţă de aproximativ 57°, se constată că raza reflectată este polarizată în planul de incidenţă adică în planul ce conţine raza incidentă şi normala la suprafaţa de reflexie. In raza reflectată vibraţiile vectorului luminos $\vec{E}$ se fac deci perpendicular pe planul de incidenţă. Dacă planul de incidenţă este planul figurii, atunci oscilaţiile vectorului luminos în raza reflectată se vor reprezenta prin puncte (fig.183). Pentru a verifica faptul că lumina a fost polarizată prin reflexie, Malus în anul 1810 s-a folosit de un dispozitiv format din două plăci de sticlă: o placă polarizor P şi o placă analizor A (fig.184). Analizorul se aşează iniţial paralel cu P şi poate roti în jurul axei verticale OO'. Dacă o rază de lumină naturală cade pe lama P sub un unghi de incidenţă de 57° ea este reflectată după direcţia OO'. Experienţa arată că dacă rotim analizorul A în jurul axei OO' atunci intensitatea razei reflectate O'R variază. Intensitatea luminii reflectate trece prin valoarea maximă

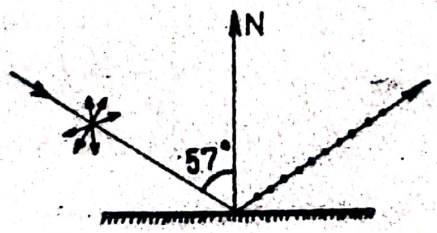


Fig. 183

atunci cînd plăcile A şi P se află în poziţiile reprezentate în fig.185 a şi c adică dacă <u>planele de incidenţă sînt paralele</u>.Intensitatea razei reflectate trece prin minim pentru alte două poziţii ale analizorului,cînd planele de incidenţă sînt perpendiculare (fig.185 b şi d). Pentru poziţii intermediare intensitatea luminii reflectate variază între valoarea maximă şi cea minimă.Cu alte cuvinte rotind cu 360° analizorul A vom observa pe un ecran că pata luminoasă se stinge de două ori şi de două ori are intensitatea maximă.Măsurînd intensi-

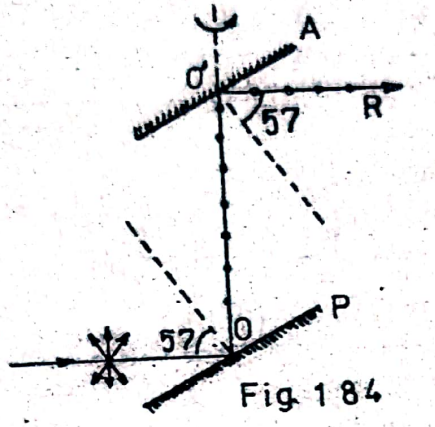


Fig. 184

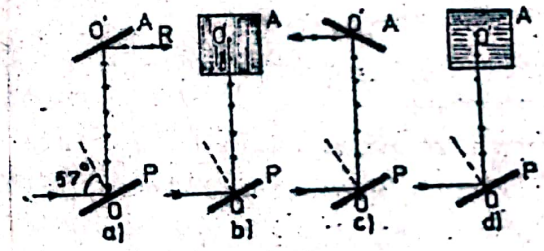


Fig.185

tatea fasciculului reflectat O'R pentru diferite valori ale unghiului diedru α dintre <u>planele de incidenţă</u> a luminii pe cele două plăci,Malus găseşte că aceasta variază după legea :

$$I = I_o \cdot \cos^2 \alpha \quad \text{(legea lui Malus)}$$

unde I_o este intensitatea maximă a fasciculului în cazul cînd P şi A sînt paralele($\alpha = 0$).Astfel de variaţii de intensitate nu se obţin însă dacă raza OO' este o rază de lumină naturală.De aici rezultă că lumina se polarizează datorită reflexiei pe placa P. După cum s-a dovedit ulterior oscilaţiile vectorului luminos $\vec{E}$ perpendiculare pe planul de incidenţă sînt mai bine reflectate de placa P(factorul de reflexie este mai mare)decît oscilaţiile care se fac în planul de incidenţă sau în alt plan.Din această cauză prin reflexie lumina este polarizată în planul de incidenţă.

2. Polarizarea prin refracţie

Experienţa arată că nu numai raza reflectată ci şi cea refractată este polarizată dar de data aceasta într-un plan perpendicular pe planul de incidenţă(fig.186).Cu alte cuvinte,prin suprafaţa de separaţie trec cu intensitate maximă vibraţiile care au loc în planul de incidenţă.Brewster a constatat că polarizarea este maximă atît pentru raza reflectată cît şi pentru cea refractată dacă cele două raze formează între ele un unghi de 90°.

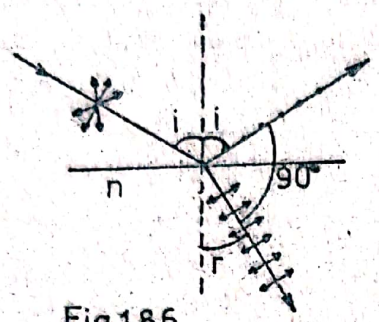


Fig.186

In acest caz avem :

$$i+r = 90^o \quad \text{deci} \quad r = 90^o - i$$

Amplicînd legea refracţiei obţinem :

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\sin(90-i)} = \frac{\sin i}{\cos i} = \operatorname{tg} i \qquad (235)$$

Această condiţie reprezintă legea lui Brewster.Unghiul de incidenţă pentru care se realizează această condiţie se numeşte unghi de incidenţă brewsteriană .In cazul sticlei cu n indicele de refracţie $n=1,5$ rezultă $i=57^o$.Pentru incidenţa brewsteriană se constată că raza reflectată este total polarizată deoarece nu conţine decît oscilaţii perpendiculare la planul de incidenţă. Pentru orice altă incidenţă raza reflectată este parţial polarizată deoarece pe lîngă oscilaţiile perpendiculare la planul de incidenţă conţine şi oscilaţii de amplitudine mai mică paralele la acest plan.In cazul incidenţei normale,raza reflectată este o rază naturală ca şi raza incidentă.Spre deosebire de raza reflectată raza refractată este întodeauna parţial polarizată indiferent de valoarea unghiului de incidenţă.Chiar în condiţiile cele mai bune ale incidenţei brewsteriene raza refractată cuprinde pe lîngă oscilaţiile intense din planul de incidenţă şi oscilaţii de intensitate mai mică perpendiculare la planul de incidenţă.Dacă folosim încă un pachet(top)format din mai multe lame de sticlă

putem obține și prin refracție lumină aproape total polarizată deoarece intensitatea vibrațiilor perpendiculare este redusă într-un anumit raport la fiecare refracție.

3.Polarizarea prin reflexie difuză(împrăștiere)

Lumina poate fi parțial polarizată și prin reflexie difuză.Să considerăm un fascicul de lumină naturală,de exemplu lumină solară trecînd prin aer.Cîmpul electric al undei electromagnetice va produce oscilații ale sarcinilor electrice din moleculele gazelor care alcătuiesc aerul.Datorită acestor oscilații sarcinile electrice vor radia lumină avînd maximum de intensitate într-un plan perpendicular pe direcția de vibrație a sarcinilor.Deoarece fasciculul de la soare este nepolarizat direcția de vibrație a sarcinilor se schimbă necontenit.Dacă considerăm lumina difuzată la 90° față de direcția fasciculului incident noi vom recepționa numai lumina emisă de sarcinile electrice care oscilează pe direcția QQ' perpendiculară la direcția de observație (fig.187).Deoarece vectorul cîmp electric rămîne tot timpul paralel cu direcția de oscilație a sarcinilor(dipolilor electrici)lumina cerului este polarizată liniar într-un plan care conține direcția de propagare a fasciculului incident și direcția de observație.

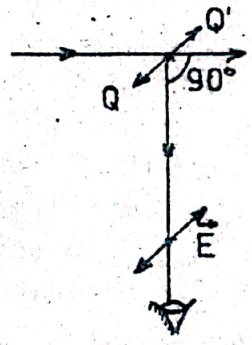


Fig.187

4.Polarizarea prin dubla refracție(birefringentă).

Un mijloc foarte bun pentru obținerea luminii polarizate se bazează pe fenomenul de dublă refracție .Acest fenomen constă în dedublarea razei de lumină atunci cînd aceasta trece printr-un mediu anizotrop adică printr-un mediu care are proprietăți diferite pe direcții diferite.Substanțele care prezintă acest fanomen se numesc birefringente.Toate cristalele cu excepția celor care

cristalizează în sistemul cubic prezintă fenomenul de dublă refracţie.Cel mai bine se observă acest fenomen la cristalele de <u>spat de Islanda</u>(o varietate de carbonat de calciu care se mai numeşte şi calcit-CO_3Ca).Un astfel de cristal se prezintă sub formă de romboedru(cub deformat(fig.188).El este mărginit de şase feţe rombice, care în vîrfurile A şi B formează între ele cîte trei unghiuri obtuze de cîte $101^{\circ}53'$ iar în celelalte şase vîrfuri cîte două unghiuri ascuţite de $78^{\circ}7'$ şi cîte unul obtuz de $101^{\circ}53'$.<u>Direcţia axei</u> AB care uneşte unghiurile obtuze se numeşte <u>direcţia principală</u> a cristalului.Ea se mai numeşte <u>axa optică</u> a cristalului.

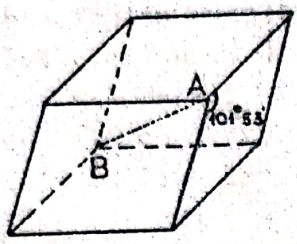


Fig. 188

Planul format de raza refractată şi axa optică poartă denumirea de <u>secţiunea principală</u> a cristalului.

Dacă lăsăm să cadă o rază de lumină naturală perpendicular pe una din feţele cristalului constatăm că ea se desface în două raze :una care continuă drumul mai departe pe aceeaşi direcţie numită <u>raza ordinară</u> şi alta care este deviată numită <u>raza extraordinară</u> (fig.189).După ieşirea din cristal cele două raze sînt paralele cu raza incidentă.Cu ajutorul unui analizor(de exemplu o oglindă înclinată sub incidenţa brewsteriană de 57°)se constată că cele două raze sînt polarizate liniar în plane perpendiculare unul pe altul.In raza ordinară(O)vibraţiile vectorului cîmp electric se fac perpendicular pe secţiunea principală iar la cea extraordinară(e)în secţiune principală. Schema experienţei care demonstrează cele afirmare mai înainte este reprezentată în fig.190.Cu ajutorul

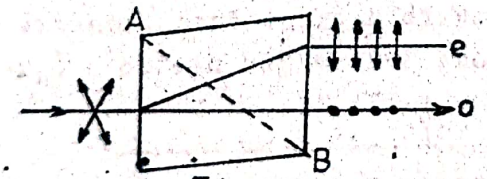


Fig.189

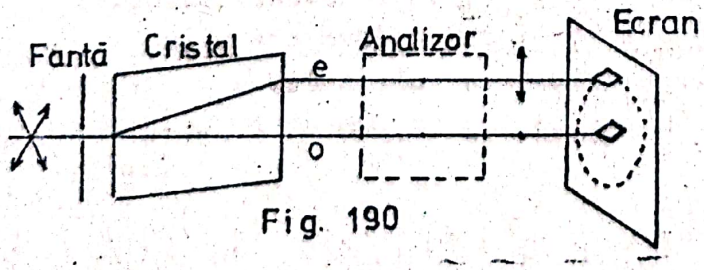


Fig. 190

unei fante se obţine un fascicul luminos îngust care trecînd prin cristalul birefringent se împarte în două fascicule(raze). Pe ecranul E se obţin astfel două imagini luminoase corespunzptoare celor două raze.Dacă rotim cristalul cu 360° în jurul direcţiei fasciculului incident constatăm că una dintre imagini(cea a razei ordinare)rămîne pe loc iar cealaltă(cea a razei extraordinare)roteşte în jurul primei.Dacă în calea razelor aşezăm un analizor,constatăm că la rotirea cristalului cu 360° intensitatea celor două imagini variază necontenit trecînd fiecare de două ori prin maxim şi de două ori prin minim.Se observă că atunci cînd intensitatea uneia dintre raze ajunge la maxim intensitatea celeilalte raze trece prin minim.De aici rezultă că cele două raze sînt polarizate în plane reciproc perpendiculare.Raza ordinară este polarizată în planul secţiunii principale iar cea extraordinară este polarizată perpendicular pe planul secţiunii principale (fig.189).Studiul amănunţit al refracţiei luminii în cristale a arătat că raza ordinară respectă legile obişnuite ale refracţiei. Ea se găseşte totdeauna în planul de incidenţă iar raportul dintre sinusul unghiului de incidenţă şi sinusul unghiului de refracţie rămîne constant egal cu indicele de refracţie n_o a cristalului indiferent de direcţia de propagare a razei în cristal.Pentru spatul de Islanda,de exemplu,n_o=1,658.Raza extraordinară însă nu respectă legile refracţiei.Această rază în general nu este cuprinsă în planul de incidenţă iar indicele de refracţie corespunzător n_e variază între o valoare minimă $n_e^{min.}$ şi o valoare maximă egală cu n_o în funcţie de direcţia de propagare a razei în cristal.Pentru spatul de Islanda,de exemplu,indicele de refracţie n_e variază între 1,486 şi 1,658.Direcţia după care indicii de refracţie n_o şi n_e sînt egali este tocmai direcţia axei optice a cristalului.Dacă pe un cristal ale cărui feţe sînt şlefuite perpendicular sau paralel cu axa lui optică se trimite un fascicul de lumină sub incidenţă normală,fenomenul de dublă refracţie(separare a razelor)nu mai are loc.Pe direcţia axei optice raza ordinară şi cea extraordinară se propagă cu aceeaşi viteză:$v_o=v_e=c/n_o$ unde c este viteza de propagare a luminii în vid.

Unele cristale,cum sînt spatul de Islanda,cuarţul şi altele,au o singură direcţie în lungul căreia nu are loc dubla refracţie.Ele se numesc cristale <u>uniaxe</u>.Alte cristale,cum sînt gipsul,

mica şi altele,au două astfel de direcţii.Ele se numesc cristale biaxe.

Explicarea fenomenului de dublă refracţie cu ajutorul suprafeţelor de undă

Explicarea fenomenului de dublă refracţie a fost dată pentru prima dată chiar de Huygens în cadrul teoriei ondulatorii a luminii(1690).Datorită existenţei a două raze refractate el presupune că propagarea luminii în cristalele uniaxe se face prin intermediul a două unde distincte;una ordinară de formă sferică şi alta extraordinară de formă elipsoidală.După cum ştim, între viteza de propagare V a luminii într-un mediu şi indicele de refracţie n a acelui mediu există relaţia $n=c/V$ unde c este viteza de propagare a luminii în vid.Deoarece pentru raza ordinară indicele de refracţie n_o nu depinde de direcţie, rezultă că nici viteza de propagare v_o a acestei raze nu depinde de direcţie.Din această cauză suprafaţa de undă corespunzătoare razei ordinare este sferică întocmai ca în cazul unui mediu izotrop.Pentru raza extraordinară însă indicele de refracţie n_e şi deci şi viteza de propagare V_e depind de direcţie.Din această cauză Huygens presupune că razei extraordinare îi corespunde o suprafaţă de undă de forma unui elipsoid de rotaţie avînd una din axe orientată de-a lungul axei optice a cristalului.Deoarece pe direcţia axei optice dubla refracţie nu are loc rezultă că pe această direcţie vitezele de propagare sînt egale pentru ambele raze($V_o=V_e$)iar suprafeţele de undă corespunzătoare sînt tangente una la alta(fig.191).La unele cristale viteza de propagare a razei ordinare este mai mare decît a celei extraordinare:$V_o > V_e$.Astfel de cristale se numesc pozitive(ex.cuarţul). La acestea suprafaţa de undă elipsoidală se află în interiorul celei sferice(fig.191 a).La alte cristale denumite

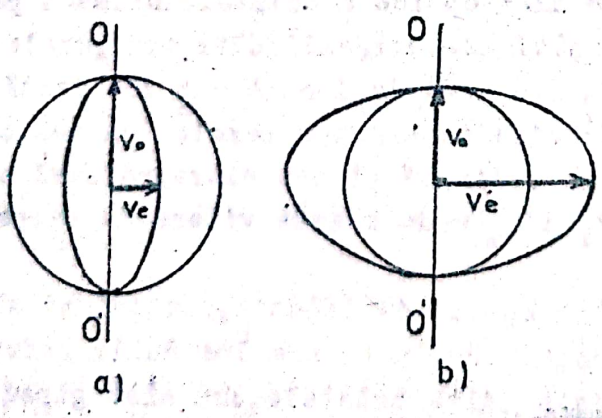


Fig. 191

negative, $V_e > V_o$ (ex. spatul de Islanda). La acesta sfera se află în interiorul elipsoidului (fig. 191 b). In ambele cazuri axa optică OO' trece prin punctele de contact a suprafeţelor elipsoidale şi sferice. Forma nesferică a undei extraordinare datorită anizotropiei cristalului determină tocmai dubla refracţie. Această ipoteză a lui Huygens corespunde concepţiilor moderne despre natura luminii şi despre structura cristalelor.

Să vedem cum se determină direcţia razelor refractate cu ajutorul suprafeţelor de undă în următoarele două cazuri particulare :

1. Să presupunem că o undă luminoasă plană AA' cade pe suprafaţa plană BB' a unui cristal birefringent a cărui axă optică OO' se află în planul de incidenţă şi formează un unghi oarecare cu faţa cristalului (fig. 192). In momentul cînd unda ajunge la suprafaţa cristalului, din punctele acestuia vor lua naştere unde elementare: astfel, în punctul O de exemplu, vor lua naştere două suprafeţe de undă, una sferică şi alta elipsoidală care vin în contact pe direcţia axei optice OO'. In cazul pe care îl examinăm, suprafaţa elipsoidală se află în interiorul celei sferice, ceea ce după cum am arătat corespunde unui cristal pozitiv. Ducînd planul tangent CC' la suprafeţele sferice obţinem frontul de undă al undei ordinare. Planul tangent EE' la suprafeţele elipsoidale reprezintă frontul de undă al undei extraordinare. Razele refractate ordinare le vom obţine dacă din punctele de incidenţă ducem dreptele în punctele unde suprafeţele sferice vin în contact cu frontul de undă CC'. In mod analog, razele refractate extraordinare le vom obţine ducînd din punctele de incidenţă dreptele în punctele unde suprafeţele elipsoidale vin în contact cu frontul de undă EE'. Se vede că în cazul incidenţei normale razele

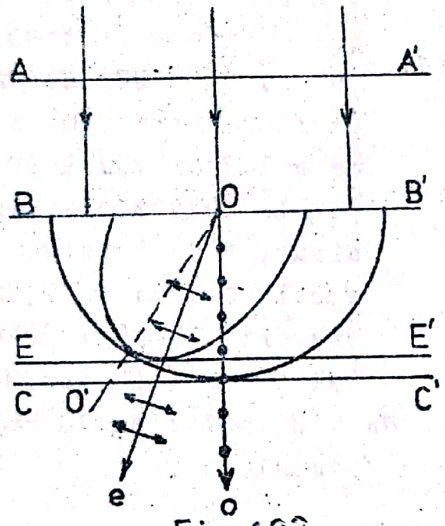


Fig. 192

ordinare nu sînt deviate în timp ce cele extraordinare sînt deviate chiar şi în acest caz.Trebuie să observăm deasemenea că razele extraordinare nu sînt perpendiculare pe frontul de undă.Oscilaţiile vectorului cîmp electric în raza ordinară se fac perpendicular pe planul figurii iar în cea extraordinară paralel cu acest plan deoarece în cazul analizat planul secţiunii principale pentru ambele raze coincide cu planul figurii.

2.Să presupunem acuma că un fascicul de lumină cade sub incidenţă normală pe suprafaţa unui cristal a cărui axă optică OO' este paralelă cu suprafaţa cristalului şi cu planul de incidenţă(fig.193).De data aceasta razele ordinară şi extraordinară polarizate în plane reciproc perpendiculare se vor propaga în cristal pe acelaşi direcţie dar cu viteze diferite.In cazul unui cristal pozitiv,căruia îi corespunde figura de faţă,frontul de undă EE' al undei extraordinare rămîne în urma celui al undei ordinare CC'.La cristalele negative situaţia se inversează.In ambele cazuri însă,în timpul trecerii luminii prin cristal între raza ordinară şi cea extraordinară apare o diferenţă de drum optic egală cu (n_o-n_e) d unde d reprezintă grosimea cristalului.

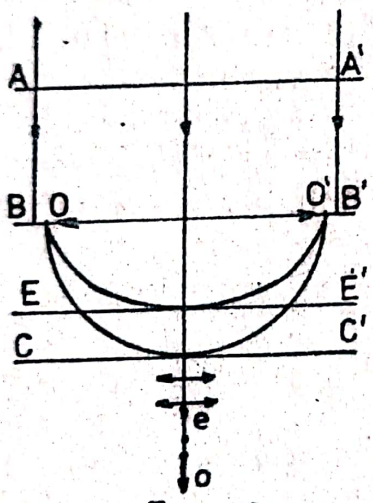


Fig.193

3.<u>Dispozitive de polarizare bazate pe dubla refracţie</u>

Fenomenul de polarizare prin dubla refracţie este foarte mult utilizat pentru obţinerea luminii polarizate.Problema constă în a separa printr-un mijloc oarecare raza ordinară de cea extraordinară.Aceasta se poate face în mai multe moduri :

a)<u>Cu ajutorul cristalelor dicroice</u>

Acestea sînt cristale birefringente care au proprietatea de a absorbi în mod inegal cele două raze.Fenomenul de absorbţie

selectivă care are loc în aceste cristale poartă denumirea de dicroism.Un astfel de cristal este turmalina(un silicoborat de aluminiu cu Fe,Mg şi Mn).O lamă de turmalină cu feţele paralele tăiată paralel cu axa optică şi de grosime de cca 1 mm absoarbe aproape complet raza ordinară nelăsînd să treacă prin ea decît raza extraordinară.O asemenea lamă poate fi utilizată ca polarizor sau analizor.Două astfel de lame aşezate cu axele optice reciproc perpendiculare(cleştele de turmalină) nu vor lăsa să treacă lumina.Turmalina are însă dezavantajul că este colorată(verde-gălbue)din care cauză se întrebuinţează puţin.Se pot obţine însă plăci subţiri din cristale artificiale,de exemplu din herapatit (iodosulfat de chinină),cu un dicroism puternic care se găsesc în comerţ sub denumirea de polaroizi.Microcristalele de herapatit se înglobează într-o peliculă transparentă de celuloid sau gelatină iar apoi printr-un mijloc potrivit(mecanic sau electric)se orientează cu axele optice în aceeaşi direcţie.Cu ajutorul unui polaroid se obţine lumină polarizată liniar aproape total(oscilaţiile sînt paralele cu axa lui optică).Doi polaroizi aşezaţi succesiv cu axele optice reciproc perpendiculare(în cruce)nu vor lăsa să treacă lumina.Polaroizii sînt folosiţi atît în scopuri ştiinţifice pentru studiul unor fenomene în lumină polarizată cît şi în tehnică.Astfel,ei se folosesc ca filtre ataşate obiectivelor fotografice pentru evitarea voalării fotografiei de către lumina reflectată de suprafeţe nemetalice strălucitoare.In cinematografie ei se folosesc pentru redarea imaginilor stereoscopice(în relief).Polaroizii se folosesc deasemenea pentru studiul tensiunilor interne din materialele transparente(sticlă,plexiglas,etc).In prezent se studiază posibilitatea evitării accidentelor provocate de lumina prea puternică a farurilor ce orbeşte pe şoferi.In acest scop farurile şi parbrizurile autovehiculelor sînt prevăzute cu filtre de polaroid dispuse pe faruri şi pe parbriz cu axele optice reciproc perpendiculare.

Polaroizii prezintă avantajul că au transparenţă mare, se obţin uşor pe suprsfeţe mari(de ordinul cîtorva decimetri patraţi) şi sînt relativ ieftini.

b)Cu ajutorul prismelor de polarizare

Prismele de polarizare separă prin reflexie totală raza

ordinară de cea extraordinară.Astfel,prisma lui Nicol(sau prescurtat nicolul)(fig.194)făcută din spat de Islanda tăiată în mod convenabil în două părți și lipită cu balsam de Canada este unul din cele mai utilizate dispozitive de polarizare.Planul figurii coincide cu planul secțiunii principale a nicolului.O rază de lumină naturală care cade pe nicol,paralel cu muchia lui lungă,se descompune în cele două raze;cea ordinară deviată mai puternic și cea extraordinară deviată mai puțin.Raza ordinară (n_o=1,658)ajunge pe stratul de balsam de Canada(n=1,55)sub un unghi mai mare decît unghiul limită și se reflectă total.Raza extraordinară care este mai puțin deviată și căreia îi corespunde alt indice de refracție(n_e=1,486)trece prin nicol.Cu ajutorul unui nicol se poate obține prin urmare un fascicul de lumină polarizată liniar.In acest fascicul oscilațiile vectorului cîmp electric se fac paralel cu planul secțiunii principale a nicolului.Cu ajutorul nicolului se poate de asemenea determina planul în care se fac vibrațiile într-un fascicul de lumină polarizată.In primul caz nicolul servește drept polarizor iar în cel de al doilea drept analizor. Deoarece fiecare nicol lasă să treacă prin el numai oscilațiile paralele cu planul secțiunii lui principale,lumina nu va trece prin doi nicoli succesivi dacă aceștia sînt așezați în cruce adică dacă secțiunile principale ale acestora sînt perpendiculare.Dacă secțiunile principale sînt paralele intensitatea luminii care trece este maximă.In cazul cînd între secțiunile principale se formează un unghi φ intensitatea luminii transmise se determină în modul următor.Să presupunem că amplitudinea vibrațiilor vectorului luminos

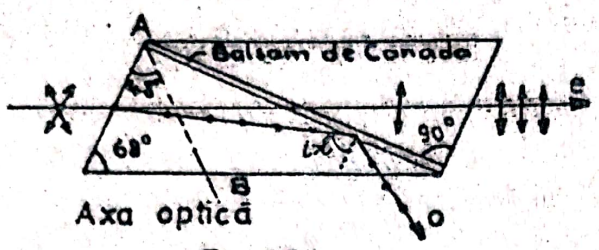


Fig.194

în planul secțiunii principale OP a polarizorului este reprezentată prin vectorul $\vec{a}_o$(fig. 195).Analizorul va lăsa să treacă prin el numai oscilațiile paralele cu planul secțiunii lui principale OA.Descom-

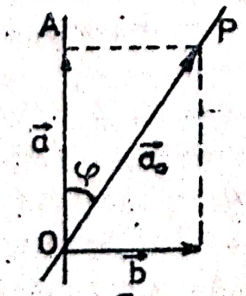


Fig.195

punem vectorul $\vec{a}_o$ în vectorii $\vec{a}$ şi $\vec{b}$ perpendiculari unul pe altul. Oscilaţiile cu amplitudinea $\vec{a}=\vec{a}_o\cos\varphi$ vor trece prin analizor iar cele cu amplitudinea $\vec{b}=\vec{a}_o\sin\varphi$ nu vor trece.Se ştie că intensitatea luminii este proporţională cu patratul amplitudinii vectorului cîmp electric.De aici rezultă că intensitatea I a luminii care trece prin analizor şi intensitatea I_o a luminii care intră în analizor se află în acelaşi raport ca şi patratele amplitudinilor a şi a_o :

$$\frac{I}{I_o}=\frac{a^2}{a_o^2}=\frac{a_o^2\cos^2\varphi}{a_o^2}=\cos^2\varphi \qquad (236)$$

Intensitatea luminii care trece prin analizor este proporţională cu patratul cosinusului unghiului format între planurile secţiunilor principale ale polarizorului şi analizorului.Aceasta este legea lui Malus.Pentru a analiza dacă un fascicul de lumină este liniar polarizat el se trece printr-un analizor(nicol sau polaroid) care este rotit în jurul direcţiei fasciculului.Dacă fasciculul este liniar polarizat el nu va fi transmis atunci cînd planul secţiunii principale devine perpendicular pe direcţia de oscilaţie.

Dacă intensitatea luminii transmise este independentă de orientarea analizorului,fasciculul nu este polarizat liniar.

O prismă asemănătoare cu nicolul este prisma lui Foucault la care între cele două jumătăţi se află aer.Ea are avantajul că se poate folosi şi în domeniul ultraviolet.

c)Cu ajutorul prismelor birefringente

Aceste dispozitive sînt astfel construite încît fasciculele de raze ordinare şi extraordinare sînt suficient de depărtate unul faţă de altul aşa că este deajuns o simplă ecranare a unuia dintre fascicule pentru a obţine lumină polarizată liniar.Din această categorie fac parte prismele:Rochon,Senarmont şi Wollaston.Ele sînt alcătuite din cîte două prisme dreptunghiulare de spat de Islanda lipite în aşa mod încît se obţine un cub(fig.196).Cele două părţi componente au axele optice reciproc perpendiculare.Ele se deosebesc numai prin cele trei moduri posibile de a orienta axele perpendiculare una pe alta.Primele două lasă să treacă prin ele fără deviaţie raza ordinară şi deviază spre vîrful jumătăţii a doua rază extraordinară.Ultima prismă deviază ambele raze în sensuri opuse.Di-

recţiile razelor pot fi stabilite dacă ţinem seama de indicii de refracţie a celor două jumătăţi ale fiecărei prisme pentru razele ordinară şi extraordinară.Planurile de polarizare a razelor pot fi aflate ţinînd seama de direcţia axei optice în cea de a doua jumătate a fiecărei prisme.Astfel,după cum se vede din fig.196,în

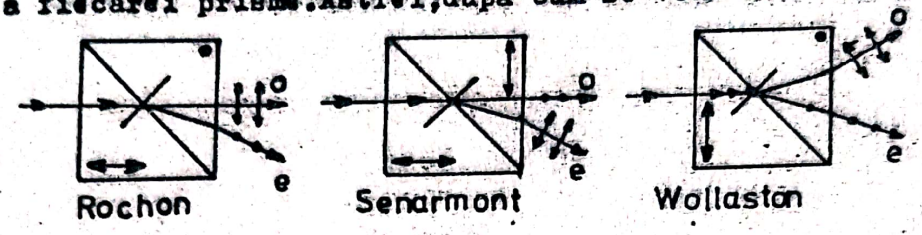


Fig.196

jumătatea din stînga a prismei Rochon raza se propagă pe direcţia axei optice şi deci nu are loc fenomenul de dublă refracţie ($n_o=n_e$).In jumătatea din dreapta raza se propagă perpendicular pe axa optică fără ca incidenţa să fie normală pe faţa prismei.Iau naştere deci două raze :cea ordinară care rămîne nedeviată şi este polarizată în planul secţiunii principale şi cea extraordinară care este deviată cu depărtare de normală($n_e< n_o$)şi care este polarizată în planul perpendicular pe planul secţiunii principale.Se vede că vibraţiile vectorului cîmp electric în raza ordinară se fac în planul figurii iar în cea extraordinară într-un plan perpendicular.La prisma Senarmont direcţiile razelor sînt aceleaşi cu deosebire că de data aceasta secţiunea principală a prismei din dreapta se află tot în planul figurii.Raza ordinară fiind polarizată în planul secţiunii principale vibraţiile se vor efectua perpendicular pe acest plan.In raza extraordinară ele se fac în planul secţiunii principale şi deci în planul figurii.In cazul prismei Wollaston raza cade normal pe faţa primei prisme tăiată paralel cu axa optică.Iau naştere cele două raze,polarizate în plane perpendiculare,care se propagă pe aceeaşi direcţie.Cristalul fiind negativ(spat de Islanda): $n_o > n_e$.Secţiunile principale ale celor două prisme fiind reciproc perpendiculare(la cea din stînga în planul figurii iar la cea din dreapta perpendicular pe planul figurii)raza ordinară din prima prismă devine extraordinară în cea de a doua.Indicele de refracţie pentru această rază devine mai mic($n_e< n_o$)şi de aceea ea se refractă depărtîndu-se de normală.La fel,raza extraordinară din prima prismă devine ordinară în cea de a doua.Indicele de refracţie pentru ea devine mai mare($n_o> n_e$)din care cauză ea se refractă

apropiindu-se de normală.În acest mod,ambele raze deviază în sensuri opuse cu unghiuri egale.Dubla refracţie(birefringenţa) se poate obţine şi în mod artificial.Astfel,nitrobenzenul,de exemplu, introdus între două plăci de metal între care se aplică un cîmp electric devine birefringent căpătînd proprietăţile unui cristal uniax cu axa optică paralelă cu direcţia liniilor de forţă electrice(fig.197).Dacă cuva cu lichid(celula Kerr) se introduce între doi nicoli în cruce în absenţa cîmpului electric lumina nu trece prin sistem(avem extincţie).Dacă se aplică cîmpul electric lumina trece.Acest fenomen poartă denumirea de efectul Kerr.El se explică în felul următor.Moleculele dielectricului introdus între plăcile condensatorului din celula Kerr se orientează sub acţiunea cîmpului electric.In acest mod se creează anizotropia şi ca urmare dubla refracţie.Experienţa a arătat că diferenţa dintre indicii de refracţie corespunzători razelor ordinare şi extraordinare este proporţională cu patratul intensităţii cîmpului electric aplicat şi cu lungimea de undă a radiaţiei utilizate:

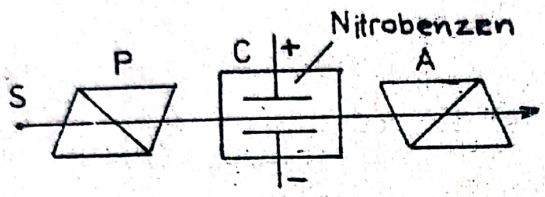


Fig.197

$$n_o - n_e = B \cdot \lambda E^2 \qquad (237)$$

unde B este o constantă care depinde de natura lichidului(constanta lui Kerr).

Timpul de orientare a moleculelor ca şi cel de revenire în lipsa cîmpului este de ordinul 10^{-10} sec.Aplicînd celulei Kerr un cîmp alternativ de înaltă frecvenţă putem modula un fascicul de lumină practic fără inerţie.Pe această proprietate de obturator fără inerţie se bazează utilizarea celulei Kerr în ştiinţă şi tehnică.Astfel ea este utilizată în televiziune pentru transformarea semnalelor electrice în semnale luminoase,în cinematografia sonoră etc.Ea a fost utilizată deasemenea pentru determinarea vitezei luminii(Anderson,1937).

Birefringenţa se obţine deasemenea într-un cîmp magnetic. Fenomenul poartă denumirea de efectul Cotton-Mouton.

4. Interferența luminii polarizate

Cînd am studiat interferența luminii naturale am arătat că suprapunînd două fascicule de lumină acestea interferă dacă ele sînt coerente. Se pune întrebarea în ce condiții interferă două fascicule de lumină polarizate liniar. Fresnel și Arago au studiat această problemă cu ajutorul dispozitivului de interferență a lui Young (Cap. VII §2) așezînd în calea celor două fascicule cîte o lamă de turmalină cu axele optice reciproc perpendiculare. Experiențele efectuate de ei au dus la următoarele concluzii:

1. Două fascicule (raze) coerente polarizate liniar în plane perpendiculare unul pe altul nu interferă.
2. Două fascicule coerente polarizate liniar în plane paralele interferă ca și două raze naturale.
3. Cele două raze (ordinară și extraordinară) obținute prin dubla refracție din lumină naturală nu interferă chiar dacă sînt rotite convenabil, astfel ca vibrațiile să fie aduse pe aceeași direcție. Ele sînt deci necoerente. Dacă însă aceste raze provin din același fascicul de lumină liniar polarizată ele sînt coerente și interferă (dacă și vibrațiile lor sînt aduse pe aceeași direcție). In acest caz oscilațiile sînt coerente deoarece sînt emise simultan de același grup de oscilatori (atomi sau molecule) care oscilează în fază pe o direcțue bine determinată.

Să presupunem că un fascicul paralel de lumină monocromatică polarizată liniar cu ajutorul unui nicol polarizor P cade normal pe fețele unei lame birefringente subțiri tăiate paralel cu axa optică (fig. 198). Dacă axa optică a lamei face un unghi diferit de zero și de 90° cu planul de polarizare a luminii, fiecare rază incidentă se descompune în cele două raze (ordinară și extraordinară) care se propagă în cristal pe aceeași direcție dar cu viteze diferite. Din această cauză la ieșirea din lamă între cele două vibrații reciproc perpendiculare care se suprapun apare o diferență de fază (Cap. IX, §2):

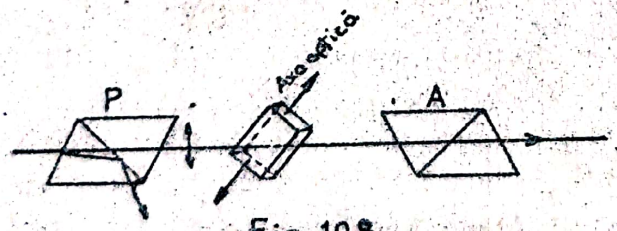


Fig. 198

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) \qquad (2)$$

unde d este grosimea lamei iar λ lungimea de undă a radiaţiei monocromatice utilizate. Perechile de astfel de raze sînt coerente pentru că provin din aceeaşi rază incidentă liniar polarizată dar ele nu interferă deoarece vibraţiile lor sînt perpendiculare una pe alta. Din compunerea lor rezultă în general o oscilaţie elliptică a cărei formă depinde de valoarea diferenţei de fază $\Delta\varphi$. Spunem că unda este eliptic polarizată. In funcţie de valoarea diferenţei de fază se mai poate obţine şi lumina liniar polarizată ($\Delta\varphi = 2K\pi$) sau circular polarizată. Dacă în drumul luminii ce iese din lamă se aşează un ecran se constată că intensitatea ei nu variază, oricare ar fi orientarea şi grosimea lamei. Dacă se aşează însă ecranul după ce lumina a trecut şi prin al doilea nicol A(analizor), se constată că rotind analizorul sau lama, intensitatea luminii variază. Variaţia intensităţii în acest caz se poate explica în felul următor. Să reprezentăm prin vectorii $\vec{OA}$ şi $\vec{OB}$ amplitudinile vibraţiilor în cele două raze polarizate care se suprapun (fig.199) (razele se propagă perpendicular pe planul figurii prin punctul O). Să presupunem că secţiunea principală a nicolului analizor este orientată după direcţia OC. Prin nicol vor trece undele luminoase cu amplitudinile $\vec{OA}'$ şi $\vec{OB}'$ care reprezintă componentele vectorilor $\vec{OA}$ şi $\vec{OB}$ pe planul secţiunii principale a nicolului analizor. Undele cu amplitudinile $\vec{OA}'$ şi $\vec{OB}'$ vor interfera deoarece ele sînt coerente iar vibraţiile în aceste unde se fac pe aceeaşi direcţie. Amplitudinea unei rezultante va fi egală cu $\vec{OA}' + \vec{OB}'$ iar intensitatea luminii care trece prin nicol va fi proporţională cu pătratul acestei sume. Dacă rotim analizorul cu 90° astfel încît planul secţiunii principale al acestuia să fie orientat după direcţia OD atunci amplitudinea oscilaţiei rezultante va fi egală cu $\vec{OA}'' - \vec{OB}''$ iar intensitatea luminii care trece prin nicol va fi proporţională cu pătratul acestei diferenţe.

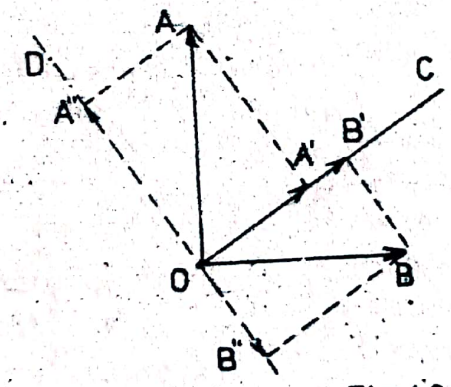


Fig.199

Dacă secţiunea principală a analizorului(planul CC)va fi perpendicular pe $\vec{OA}$ sau pe $\vec{OB}$ atunci nu vom observa interferenţă întrucît una din undele cu amplitudinile $\vec{OA}$ sau $\vec{OB}$ nu va trece prin analizor.Calculînd efectiv intensitatea luminii transmise găsim că aceasta depinde de unghiul dintre secţiunile principale a polarizorului şi analizorului,de unghiul pe care îl face axa optică a lamei cu secţiunea principală a polarizorului şi de diferenţa de fază $\Delta\varphi$ dintre fazele celor două oscilaţii care se compun.

Dacă polarizorul se iluminează cu <u>lumină albă</u>,atunci, datorită faptului că diferenţa de fază $\Delta\varphi$ depinde de lungimea de undă a radiaţiei,la ieşirea din analizor unele radiaţii vor fi mai intense , iar altele mai slabe.Din această cauză dacă lama are o grosime mică dar riguros constantă cîmpul analizorului se va colora într-o culoare uniformă.Lama privită prin nicol apare colorată într-o anumită culoare ce depinde de grosimea <u>d</u> şi birefringenţa (n_o-n_e) a lamei.

Dacă rotim analizorul cu 90° în jurul fasciculului incident cîmpul se colorează în culoarea complementară celei precedente (de ex.culoarea roşie se schimbă în verde sau invers).Vom explica acest fenomen cu ajutorul unei diagrame vectoriale(fig.200).Să presupunem că vectorul $\vec{P}$ determină amplitudinea şi direcţia vibraţiilor în lumina polarizată care vine spre lama de cristal.Direcţia acestui vector ne dă prin urmare direcţia secţiunii principale a polarizorului.Secţiunea principală a cristalului să fie planul OK. Descompunem vectorul $\vec{P}$ în două componente:una $\vec{P}_e$ în planul OK şi a doua $\vec{P}_o$ în planul OL perpendicular pe primul.Vectorul $\vec{P}_e$ determină amplitudinea şi direcţia vibraţiilor în raza extraordinară care trece prin cristal iar vectorul $\vec{P}_o$ în cea ordinară.Dacă planul secţiunii principale a analizorului este AA' atunci toate razele extraordinare vor trece prin analizor cu amplitudinea $\vec{P}'_e$ iar cele

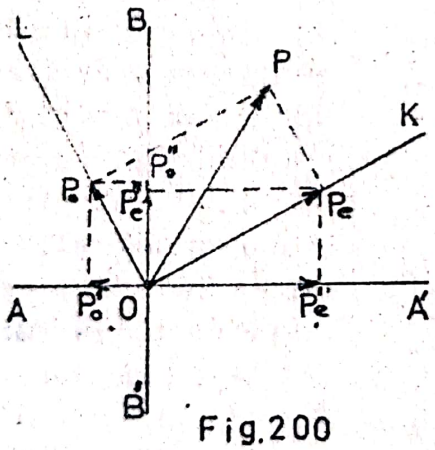


Fig.200

ordinare cu amplitudinea $\vec{P}_o'$.Intrucît razele se suprapun şi au acceaşi direcţie de oscilaţie ele vor interfera.Dacă rotim analizorul cu 90° astfel încît secţiunea lui principală să fie în poziţia BB' atunci amplitudinile razelor care interferă vor fi $\vec{P}_e''$ şi $\vec{P}_o''$.Se observă că dacă în planul AA' amplitudinile au sensuri contrare atunci în planul BB' ele vor avea acelaşi sens.De aici rezultă că rotirea analizorului cu 90° este echivalentă cu o diferenţă de fază suplimentară egală cu π pentru fiecare lungime de undă.De aceea dacă o anumită radiaţie este slăbită cînd analizorul se află în poziţia AA' ea va fi întărită cînd acesta se află în poziţia BB'.Rezultă astfel că dacă rotim analizorul cu 90° atunci cîmpul acestuia trebuie să se coloreze în culoarea complementară.

Dacă înlocuim nicolul analizor printr-o prismă birefringentă(de ex.prisma Rochon)şi proiectăm imaginea lamei cristaline cu ajutorul unei lentile pe un ecran,obţinem două imagini colorate care,în regiunea unde se suprapun,dau culoarea luminii albe incidente.Aceasta dovedeşte că cele două culori sînt complementare deoarece prin compunerea lor dau culoarea albă.

Analizînd,cu ajutorul unui spectroscop,compoziţia spectrală a luminii transmise de analizor se constată că aceasta dă un spectru canelat.Explicaţia constă în faptul că diferenţa de fază $\Delta\varphi$ variază continuu cu λ de la o extremitate la alta a spectrului astfel încît unele radiaţii sînt stinse complet prin interferenţă(intensitatea lor este minimă).

Dacă axa optică a lamei este paralelă sau perpendiculară pe secţiunea principală a polarizorului atunci lumina ce iese din lamă este liniar polarizată orice lungime de undă ar avea.In aceste cazuri pentru orice poziţie a nicolului analizor,lumina transmisă prin sistem este albă.Ea are intensitate maximă atunci cînd nicolii sînt paraleli şi intensitatea minimă(zero)atunci cînd nicolii sînt în cruce.Dacă aşezăm lama între cei doi nicoli în cruce şi o rotim în jurul axei sistemului,coloraţia dispare de fiecare dată cînd axa optică a lamei este paralelă cu secţiunea principală a analizorului sau cu cea a polarizorului.In felul acesta se poate determina direcţia axei optice a unei lame cristaline tăiată paralel cu axa optică.

Cu ajutorul interferenţei luminii polarizate putem studia corpurile din punct de vedere al anizotropiei.Pentru aceasta un fas-

cicul paralel de lumină albă se polarizează cu ajutorul unui polarizor P şi se trimite asupra corpului anizotrop K,de exemplu un cristal de cuarţ(fig.201).Dacă lama K este tăiată perpendicular pe axa optică ea nu va prezenta fenomenul de dublă refracţie deoarece lumina se va propaga de-a lungul acestei axe.Să presupunem că lama

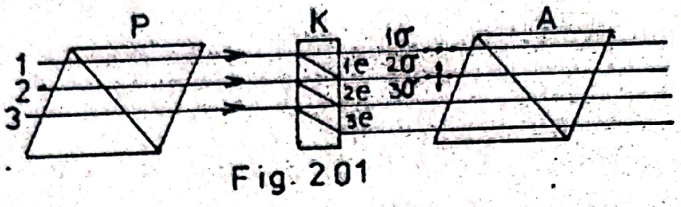


Fig. 201

este tăiată astfel încît feţele ei nu sînt perpendiculare pe axa optică şi că lama este orientată în aşa mod încît axa ei optică nu este paralelă cu planul secţiunii principale a nicolului polarizor P.In acest caz fiecare rază polarizată liniar trecînd prin lama de cristal se va desface în două raze(ordinară şi extraordinară)avînd planele de vibraţie perpendiculare unul pe altul,aşa cum este arătat în figura 201.Deoarece vitezele de propagare în lamă sînt diferite pentru cele două raze,după ce acestea străbat lama între ele apare o diferenţă de fază care, după cum ştim, va depinde de natura materialului lamei,de grosimea ei de direcţia celor două raze faţă de axa optică şi de lungimea de undă.Ieşind din lamă razele ordinare(O)se vor suprapune cu razele extraordinare(e)formînd perechile de raze coerente:1e şi 2σ, 2e şi 3 σ,ş.a.m.d.Analizorul A va aduce oscilaţiile în acelaşi plan întrucît perechile de raze care se suprapun sînt şi coerente ele vor interfera.După culoarea cîmpului de interferenţă ne dăm seama dacă cristalul este omogen şi are o grosime constantă sau nu.Această metodă de studiu este foarte sensibilă.Cu ajutorul ei putem pune.în evidenţă foarte precis dacă o substanţă transparentă este izotropă sau nu.Astfel,putem pune în evidenţă faptul că sticla,care în mod natural este izotropă,prezintă în unele cazuri anizotropie provocată prin răcirea ei neuniformă în timpul fabricaţiei.O lamă dintr-o astfel de sticlă situată între doi nicoli (sau polarizori)în cruce lasă să treacă lumina prin sistem.

Cu ajutorul interferenţei luminii polarizate se poate studia deasemenea anizotropia corpurilor provocată prin deformări

mecanice(anizotropia mecanică).Dacă între doi nicoli în cruce (fig.202)se introduce o lamă cu feţele plan-paralele dintr-un material izotrop(sticlă,plexiglas,celuloid,etc)vom constata că lumina nu trece prin sistem.Dacă asupra lamei executăm o presiune sau o întindere observăm că lumina trece prin sistem iar lama privită prin analizor apare colorată în benzi de diferite culori.Datorită tensiunilor elastice provocate,lama devine birefringentă căpătînd proprietăţile unui cristal uniax cu axe optică îndreptată în direcţia forţei exercitate.Experienţa a arătat că birefringenţa(diferenţa n_o-n_e)este proporţională cu presiunea exercitată:

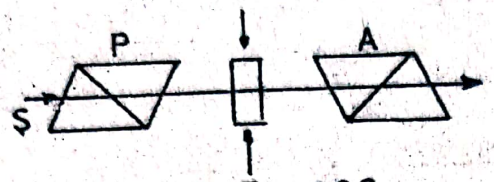


Fig 202

$$n_o - n_e = KP \qquad (239)$$

unde K este o constantă care depinde de natura substanţei.Benzile luminoase care corespund unei aceleiaşi culori(denumite <u>izocromatice</u>) reprezintă domeniile de-a lungul cărora tensiunile în lamă au aceeaşi valoare.Ele sînt cu atît mai dese cu cît tensiunea elastică este mai mare.După distribuţia acestor benzi ne dăm seama de felul cum sînt distribuite tensiunile în lama studiată.Acest fenomen este folosit în tehnică pentru cercetarea optică a tensiunilor elastice din diferite piese supuse la deformări mecanice.Pentru aceasta,din materiale izotrope transparente se fac machete de dimeniuni mici ale pieselor de studiat şi se supun la eforturi proporţionale cu acelea la care piesa va fi supusă în realitate.Studiind aceste machete în lumină polarizată se trag concluzii cu privire la dimensionarea optimă a pieselor studiate.Această metodă de studiu poartă denumirea de <u>fotoelasticimetrie</u> iar aparatele folosite în acest scop se numesc <u>fotoelasticimetre</u>.

5.<u>Rotirea planului de polarizare</u>(<u>polarizarea rotatorie</u>)

Unele cristale şi unele soluţii ale compuşilor organici au proprietatea de a roti planul de polarizare a luminii plan-

polarizate care trece prin ele.Acest fenomen poartă denumirea de rotirea planului de polarizare iar substanţele care au această proprietate se numesc substanţe optic active.Unele substanţe,de exemplu zahărul($C_{12}H_{22}O_{11}$)rotesc planul de polarizare spre dreapta(în sensul mişcării acelor de ceasornic)-.Ele se numesc dextrogire.Altele,de exemplu fructoza($C_6H_{12}O_6$)rotesc planul de polarizare spre stînga(în sens contrar acelor de ceasornic).Ele se numesc levogire.Dacă planul de polarizare a luminii care pătrunde în ochiul observatorului este AA'(fig.203)substanţa dextrogiră va roti acest plan în poziţia BB' iar cea levogiră în CC'.La unele substanţe întîlnim modificaţii atît dextrogire cît şi levogire.Amestecul de cantităţi egale a

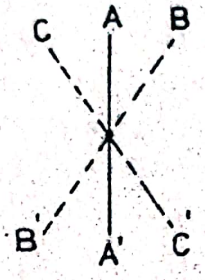


Fig. 203

celor două modificaţii nu prezintă activitate optică şi se numeşte amestec racemic.

Pentru a pune în evidenţă fenomenul de rotire a planului de polarizare utilizăm un fascicul paralel de lumină monocromatică pe care îl trimitem printr-un sistem de doi nicoli(sau polaroizi)P şi A situaţi în cruce(fig.204).După cum ştim în acest caz lumina nu trece prin sistem.Dacă însă între P şi A introducem o substanţă optică activă, de exemplu o lamă de cuarţ tăiată perpendicular pe axa optică,lumina trece prin sistem.

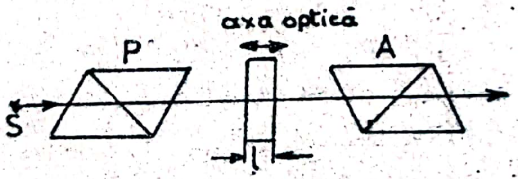


Fig. 204

Restabilirea extincţiei se poate face rotind analizorul A(spre dreapta sau spre stînga)cu un anumit unghi α.Aceasta arată că la trecerea prin substanţa optic activă lumina a rămas plan polarizată dar planul ei de polarizare s-a rotit cu un anumit unghi.Extincţia poate fi restabilită complet numai dacă fasciculul de lumină utilizat este monocromatic.Dacă utilizăm lumina albă se obţine un cîmp colorat a cărui culoare variază odată cu rotirea analizorului sau polarizorului.Aceasta arată că unghiul de rotire

depinde de lungimea de undă. Fenomenul de rotire diferită a planului de polarizare pentru radiaţii cu lungimi de undă diferite poartă denumirea de dispersie rotatorie.

In urma studiilor sistematice făcute, Biot a stabilit că unghiul sub care substanţa optic activă roteşte planul de polarizare depinde de numărul de molecule întîlnite de lumină în calea sa. Acest unghi este deaceea proporţional cu grosimea ℓ a stratului de substanţă optic activă.:

$$\alpha = [\alpha]\ell \qquad (24o)$$

Coeficientul de proporţionalitate $[\alpha]$ din această relaţie se numeşte putere rotatorie specifică. Ea depinde de natura substanţei, de lungimea de undă a radiaţiei utilizate şi de temperatură. Din relaţia de mai sus se vede că $[\alpha]$ reprezintă unghiul cu care este rotit planul de polarizare de către o substanţă optic activă într-un strat de grosime egală cu unitatea. Experienţa arată că o lamă de cuarţ cu grosimea de 1 mm roteşte planul de polarizare a radiaţiei galbene a sodiului (5893 Å) cu 21,7°, a radiaţiei violete (4047 Å) cu 48,9° iar a radiaţiei ultraviolete (2147 Å) cu 236°. In natură cristalele de cuarţ se găsesc în două varietăţi: dextrogire şi levogire (*pentru* $\lambda_{Na} = 5890$ Å).

După natura lor chimică cele două varietăţi sînt perfect identice. Ele se deosebesc însă după forma lor cristalină exterioară. Feţele lor sînt astfel dispuse încît nu le putem suprapune prin mişcări de translaţie sau de rotaţie. Configuraţia unei varietăţi coincide cu imaginea într-o oglindă plană a configuraţiei celeilalte varietăţi. Aceste două forme se numesc în cristalografie enantiomorfe. Ele se întîlnesc şi la alte cristale.

La soluţii unghiul α este proporţional cu concentraţia soluţiei şi cu grosimea stratului

$$\alpha = [\alpha] \cdot c\ell \qquad (241)$$

Biot a arătat că $[\alpha]$ depinde şi de lungimea de undă a radiaţiei în care se lucrează şi anume $[\alpha]$ este aproximativ invers proporţional cu patratul lungimii de undă. Din această cauză cînd se dă valoarea pentru puterea rotatorie specifică trebuie să se arate pentru care lungime de undă corespunde valoarea respectivă. Astfel la zahăr, pentru lumina galbenă a sodiului $[\alpha] = 66°$, dacă grosimea stratului se exprimă în decimetri iar concentraţia în g/cm^3. Explicarea fenomenului de rotire a planului de polarizare a fost dată

de către Fresnel în anul 1823.El a admis că o rază polarizată liniar pătrunzînd într-un mediu optic activ se descompune în două raze polarizate circular în sensuri contrare care se propagă pe aceeaşi direcţie dar cu <u>viteze diferite</u>.După ce aceste raze ies din substanţa optic activă ele se compun din nou(prin interferenţă)şi dau naştere la o rază polarizată liniar dar în alt plan.Reprezentînd cele două unde polarizate circular (la stînga şi la dreapta)prin vectorii amplitudine S_o şi D_o obţinem diagrama alăturată în care s-a considerat că lumina incidentă liniar polarizată se propagă vertical de jos în sus(fig.205).

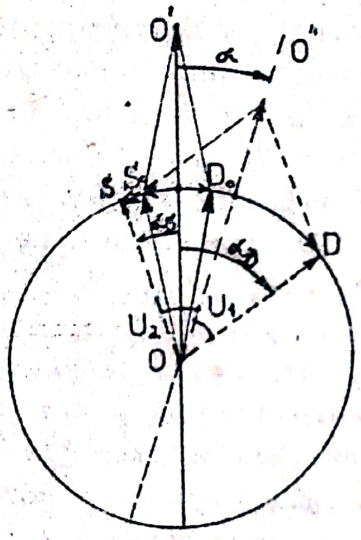


Fig.205

Dacă vitezele de propagare ale celor două unde sînt egale($v_S=v_D$) atunci oscilaţia rezultantă se va afla în orice moment pe diametrul OO'.Dacă mediul prin care se propagă cele două unde luminoase are o astfel de structură încît vitezele lor de propagare sînt diferite,atunci ele vor ieşi din mediul respectiv cu o anumită diferenţă de fază iar oscilaţia rezultantă se va roti cu un anumit unghi.Astfel,dacă $v_D > v_S$,atunci în momentul cînd cele două unde se compun la ieşirea din mediul optic activ vectorul D este rotit spre dreapta cu un unghi α_D mai mare decît unghiul α_S cu care este rotit spre stînga vectorul S(vitezele de rotaţie sînt aceleaşi).Ca urmare la ieşirea din substanţă oscilaţia rezultantă se va face pe diametrul OO" care este bisectoarea unghiului format de vectorii S şi D.Planul de polarizare a fost rotit astfel spre dreapta cu un unghi α.Pentru a calcula acest unghi exprimăm unghiurile α_D şi α_S în funcţie de distanţa străbătută de lumină prin mediul optic activ şi de indicii de refracţie n_D şi n_S ai mediului pentru cele două componente,în felul următor :

$$\alpha_D = \omega\left(t - \frac{\ell}{v_D}\right) = 2\pi\left[\frac{t}{T} - \frac{\ell n_D}{\lambda_0}\right]$$

$$\alpha_S = \omega\left(t - \frac{\ell}{v_S}\right) = 2\pi\left[\frac{t}{T} - \frac{\ell n_S}{\lambda_0}\right]$$

unde t reprezintă momentul cînd lumina atinge suprafaţa mediului optic activ iar λ_0 este lungimea de undă în vid a radiaţiei incidente. Pe de altă parte, după cum se vede din figură:

$$\alpha_D = U_1 + \alpha; \quad \alpha_S = U_2 - \alpha$$

iar $U_1 = U_2$. De aici, ţinînd seama şi de relaţiile precedente, obţinem că planul de polarizare a fost rotit spre dreapta cu unghiul:

$$\alpha = \frac{\pi(n_S - n_D)\ell}{\lambda} \qquad (242)$$

Din această relaţie se observă că dacă $n_S > n_D$ substanţa va fi dextrogiră ($\alpha > 0$) iar dacă $n_S < n_D$ substanţa va fi levogiră ($\alpha < 0$).

Fresnel a verificat teoria sa utilizînd o prismă de cuarţ tăiată în aşa fel încît raza să treacă prin prismă paralel cu axa optică (fig.206). El constată că raza se desface în două componente circular polarizate. In construcţia spectrografelor pentru ultraviolet cu prisma de cuarţ acest fenomen este nedorit deoarece liniile spectrale apar duble.

Fig.206

Această dedublare se poate evita utilizînd o prismă alcătuită din două jumătăţi, una din cuarţ dextrogir iar cealaltă din cuarţ levogir (prisma Cornu).

Rotirea planului de polarizare de către cristale se datoreşte disimetriei structurii cristaline a acestora. Se constată că acestea nu au nici un punct şi nici un plan de simetrie. In cazul lichidelor şi a soluţiilor nu mai poate fi vorba de o anumită aranjare a moleculelor. La acestea rotirea planului de polarizare este cauzată de însăşi disimetria moleculelor. Acest fenomen se observă de exemplu la moleculele organice cu carbon asimetric (ale cărui valenţe sînt satisfăcute de radicali diferiţi) cum ar fi de exemplu acidul lactic (fig.207).

Fenomenul de rotire a planului de polarizare se foloseşte pentru determinarea concentraţiilor soluţiilor optic active.

Aparatele folosite în acest scop poartă denumirea de polarimetre. In particular în industria zahărului polarimetrele se folosesc pentru determinarea rapidă a concentraţiilor soluţiilor de zahăr. In acest caz ele poartă denumirea de zaharimetre.

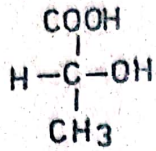


Fig. 207

§ 6. Rotirea magnetică a planului de polarizare (Fenomenul Faraday)

In anul 1846 Faraday a descoperit că un mediu izotrop (sticla, sulfura de carbon etc.) capătă proprietatea de a roti planul de polarizare a luminii liniar polarizate dacă asupra acelui mediu acţionează un cîmp magnetic intens orientat paralel cu direcţia de propagare a razei. Acest fenomen poate fi pus în evidenţă introducînd între doi nicoli în cruce P şi A substanţa de studiat K aflată într-un cîmp magnetic longitudinal produs de un electromagnet prevăzut cu o deschidere prin poli (fig. 208). Unghiul cu care este rotit planul de polarizare este dat de relaţia :

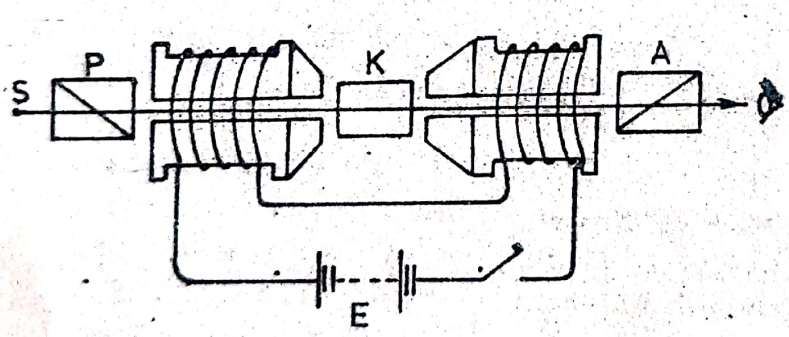


Fig. 208

$$\alpha = V \cdot l \cdot H \qquad (243)$$

în care H este intensitatea cîmpului magnetic, l - lungimea stratului de substanţă străbătută de lumină iar V - o mărime caracteristică substanţei numită constanta lui Verdet. Valorile acestei constante variază foarte mult de la o substanţă la alta şi în general sînt mici. Pentru o substanţă dată V depinde de lungimea de undă a radiaţiei utilizate şi de temperatură. Majoritatea substanţelor rotesc planul de polarizare în sensul

în care circulă curentul prin bobina electromagnetului.Sensul de rotire nu depinde însă de sensul de propagare a luminii.De aceea unghiul de rotire poate fi amplificat obligînd lumina(cu ajutorul a două oglinzi) să parcurgă substanţa de mai multe ori,în ambele sensuri aflate de-alungul direcţiei cîmpului magnetic.

Explicarea fenomenului Faraday se face ca şi în cazul rotirii naturale admiţînd că avem de a face cu o birefringenţă circulară magnetică(teoria lui Fresnel).Cîmpul magnetic orientat paralel cu raza măreşte viteza de propagare a undei polarizate circular într-un sens şi micşorează viteza de propagare a undei polarizate în sens contrar.După ieşirea din mediul aflat în cîmpul magnetic aceste raze se compun dînd naştere la o rază polarizată liniar.Planul de polarizare al acestei raze este însă rotit faţă de cel al razei incidente.Vitezele de propagare diferite a celor două raze se datoresc precesiei pe care o execută electronii din atomii sau moleculele substanţei sub acţiunea cîmpului magnetic exterior.Cîmpul magnetic nu acţionează deci direct asupra luminii ci prin intermediul substanţei aflată în cîmp.

Trebuie să remarcăm că fenomenul lui Faraday a arătat pentru prima dată că între lumină şi cîmpul magnetic există o strînsă legătură.Ulterior au fost descoperite şi alte fenomene(ex. fenomenul electro-optic al lui Kerr)care au arătat că şi între cîmpul electric şi lumină există o strînsă legătură.

Căutînd să stabilească legătura între lumină şi cîmpurile electrice şi magnetice, Maxwell a elaborat ulterior(1865) teoria electromagnetică a luminii.

CAPITOLUL X

STRUCTURA DISCONTINUA A RADIATIEI

Vom trece acum la studiul cîtorva fenomene care pun în evidenţă structura discontinuă(corpusculară) a radiaţiei.Ne vom opri mai întîi asupra radiaţiei emise de corpurile încălzite, denumită radiaţie termică,deoarece studiul acesteia a arătat insuficienţa teoriilor clasice şi a dus la crearea teoriei cuantice a radiaţiei .

§ 1.Radiaţia termică

Experienţa arată că un corp încălzit la orice temperatură emite radiaţii de natură electromagnetică.Radiaţia emisă de corpurile încălzite(radiaţia termică)se studiază experimental descompunînd-o într-un spectru cu ajutorul unui aparat spectral convenabil.Se constată astfel că toate corpurile solide şi lichide incandescente dau naştere la spectre continui.In radiaţiile emise de astfel de corpuri vom întîlni deci radiaţii de toate lungimile de undă posibile.Experienţa arată că energia care corespunde unui anumit interval din spectru depinde de temperatura corpului.Pentru majoritatea corpurilor opace,cum ar fi de exemplu cărbunele sau metalele,la temperaturi cuprinse între 6oo-7oo^{o}C, majoritatea energiei radiaţiilor emise corespunde domeniului infraroşu şi roşu al spectrului.De aceea,la aceste temperaturi corpul luminează în roşu.Energia radiaţiilor cu lungimi de undă mai mici este aşa de mică încît ochiul este prea puţin sensibil ca să o poată sesiza.Dacă temperatura corpului se măreşte, energia corespunzătoare radiaţiilor vizibile creşte iar corpul devine alb(incandescent).Se vede astfel că prin creşterea temperaturii se măreşte nu numai cantitatea totală de energie emisă de corp ci se modifică şi distribuţia energiei în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei.Distribuţia energiei în spectrele emise depinde şi de natura corpului.In fig.2o9 se prezintă curbele corespunzătoare pentru două corpuri diferite A şi B.Aici,pe axa ordonatelor au fost trecute valorile energiei emise în unitate de timp de către unitatea de suprafaţă a corpului încălzit,în intervalul de lungimi de undă cuprins între λ şi $\lambda + d\lambda$ .Pe abscisă

sînt trecute valorile lungimilor de undă.Ambele curbe corespund aceleiaşi temperaturi.Se vede că corpul B radiază mai multă energie decît corpul A.Curbele A şi B sînt însă asemănătoare.In ambele cazuri maximele se obţin aproximativ pentru aceiaşi lungime de undă.Astfel de curbe se pot obţine experimental pentru fiecare corp în parte.Se constată că pentru o temperatură dată,nici unul dintre corpuri nu poate radia mai multă energie decît un anumit corp,denumit <u>corp absolut negru</u>, căruia îi corespunde curba punctată.Un astfel de corp absoarbe complet toate radiaţiile care ajung pe suprafaţa lui şi după cum vom arăta, deaceea el şi emite mai mult.

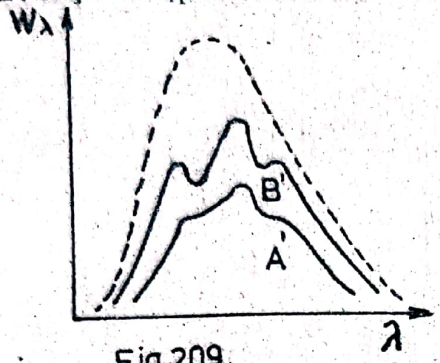


Fig.209

Radiaţia diferitelor corpuri se caracterizează prin următoarele mărimi :

a)<u>Fluxul energetic</u> Φ_e prin care se înţelege energia radiantă emisă în unitate de timp :

$$\Phi_e = \frac{dW}{dt} \qquad (244)$$

Fluxul energetic avînd dimensiunile unei puteri se exprimă în waţi.

b)<u>Emitanţa energetică</u> M_e, care se defineşte ca fiind mărimea egală cu fluxul emis de pe unitatea de suprafaţă a corpului încălzit de către radiaţiile cu toate lungimile de undă:

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \qquad (245)$$

Această mărime se exprimă în $\frac{\text{waţi}}{m^2}$.

c)<u>Densitatea spectrală a emitanţei</u> Me,λ corespunzătoare lungimii de undă λ, care se defineşte ca fiind fluxul radiant de unitatea de suprafaţă în intervalul de lungimi de undă de la λ la $\lambda + d\lambda$ raportat la intervalul $d\lambda$:

$$Me,\lambda = \frac{d\Phi_{e,\lambda}}{dS.d\lambda} \qquad (246)$$

Intre Me şi Me,λ există următoarea legătură :

$$Me = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} Me,\lambda \, d\lambda \qquad (247)$$

Cercetările teoretice şi experimentale au arătat că Me,λ este o funcţie de lungimea de undă şi de temperatură.Această funcţie este diferită pentru corpuri diferite.

d)Factorul spectral de absorbţie, A_λ care se defineşte ca fiind mărimea egală cu raportul dintre fluxul energetic absorbit şi cel incident corespunzător intervalului de lungimi de undă de la λ la λ + dλ .Factorul de absorbţie A_λ depinde deasemenea de lungimea de undă şi de temperatură.El este diferit pentru corpuri diferite.

In anul 1859 Kirchhoff a stabilit următoarea lege a radiaţiei termice : raportul dintre densitatea spectrală a emitanţei Me,λ şi factorul spectral de absorbţie A_λ la acelaşi temperatură şi pentru acelaşi lungime de undă este o mărime constantă pentru toate corpurile.Acest raport depinde deci numai de lungimea de undă şi de temperatură:

$$\frac{Me,\lambda}{A_\lambda} = f(\lambda, T) \qquad (248)$$

Legea lui Kirchhoff este o consecinţă a principiului al II -lea al termodinamicii care afirmă că temperaturile unui sistem izolat de corpuri tind către o egalizare(echilibru termic).Intr-adevăr, să ne imaginăm o incintă izolată termic faţă de exterior.Dacă temperatura acestei incinte este T şi introducem în ea un corp cu o altă temperatură atunci, după un timp oarecare,se va ajunge la un echilibru termic:pereţii incintei şi corpul vor avea acelaşi temperatură.Corpul emite şi absorarbe radiaţii.Intrucît temperatura

lui rămîne constantă,cantitatea de energie emisă de corp trebuie să fie aceeaşi cu cea absorbită.Cu alte cuvinte $M_{e,\lambda}$ trebuie să fie proporţional cu A_λ .Or,tocmai aceasta rezultă din legea lui Kirchhoff pentru cazul cînd T = const.Dacă n-ar fi aşa,atunci corpul s-ar încălzi sau s-ar răci,echilibrul termic n-ar mai exista, ceea ce ar fi în contradicţie cu principiul al doilea al termodinamicii.

Ne putem închipui un corp care absoarbe în întregime radiaţiile incidente.Un astfel de corp pentru care A_λ =1 a primit denumirea de <u>corp absolut negru</u> sau,pe scurt,<u>corp negru</u>.In natură nu există astfel de corpuri.Orice corp reflectă sau difuzează o parte din radiaţiile ce cad pe el.Din această cauză corpurile se văd.Se apropie însă de corpul negru o suprafaţă metalică acoperită cu negru de fum, suprafaţa platinei acoperite prin electroliză cu negru de platină precum şi alte corpuri la care A_λ pentru toate lungimile de undă se apropie de valoarea 0,98.Putem însă construi în laborator dispozitive cu proprietăţi analoage cu cele ale corpului negru.Ca exemplu,poate servi o incintă izolată termic faţă de exterior prevăzută cu un mic orificiu S (fig.210).O rază care intră din exterior prin orificiu nu va putea ieşi din această incintă decît după ce a suferit un mare număr de reflexii fiecare însoţită de o anumită absorbţie.Ea este deci absorbită aproape în întregime.

Fig. 210

Dacă încălzim această incintă pînă la o anumită temperatură atunci orificiul S devine o sursă de radiaţii cu proprietăţi asemănătoare

cu cele ale corpului negru.Variind temperatura se poate cerceta radiaţia corpului negru la diferite temperaturi.Cu ajutorul acestui dispozitiv se poate deasemenea determina densitatea spectrală a emitanţei corpului negru,mărime pe care o vom nota cu $M_{o,\lambda}$ .Ca şi $M_{e,\lambda}$ ea este o funcţie de lungimea de undă şi de temperatură. Aplicînd legea lui Kirchhoff obţinem :

$$\frac{M_{e,\lambda}}{A_\lambda} = \frac{M_{o,\lambda}}{1} = M_{o,\lambda} = f(\lambda, T) \qquad (249)$$

Cunoscînd prin urmare densitatea spectrală $M_{o,\lambda}$ a emitanţei corpului negru şi determinînd factorul de absorbţie A_λ a unui corp oarecare(această mărime se determină uşor)se poate calcula densitatea spectrală a emitanţei $M_{e,\lambda}$ a acelui corp.

Reprezentînd grafic densitatea spectrală a emitanţei $M_{o,\lambda}$ a corpului negru(determinată cu ajutorul dispozitivului descris mai sus)în funcţie de lungimea de undă pentru diferite valori ale remperaturii se obţin curbele din fig.211.Aceste curbe se aseamănă în mare măsură cu curbele lui Maxwell care arată distribuţia moleculelor unui gaz după viteze.Pe baza acestei asemănări Wien şi-a propus să găsească pentru distribuţia radiaţiei emise de corpul absolut negru după lungimile de undă,o funcţie asemănătoare cu cea a lui Maxwell.Funcţia lui Wien,stabilită în mod empiric, are următoarea formă :

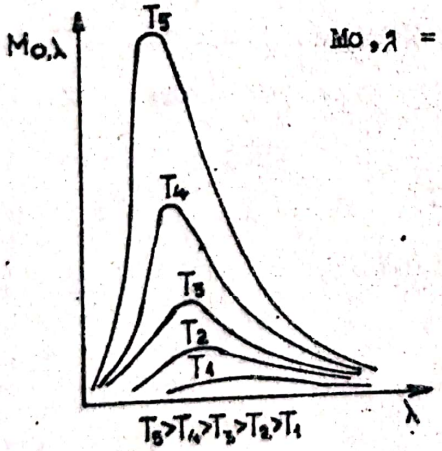


Fig.211

$$M_{o,\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}}} \qquad (250)$$

Constantele C_1 şi C_2(prima şi respectiv a doua constantă de radiaţie)au fost alese pe baza datelor experimentale în aşa mod încît se obţine o bună concordanţă cu experienţa,cu excepţia lungimilor de undă mari.

Formula empirică a lui Wien nu ne spune însă nimic în privinţa naturii radiaţiei emise de corpul negru.Din această

cauză Rayleigh a încercat să stabilească legea de distribuţie a radiaţiei pe o cale riguroasă.Fără a reda raţionamentele făcute de Rayleigh,vom arăta numai că el a presupus să în incinta corpului absolut negru,radiaţia electromagnetică suferind reflexii multiple,se obţine pentru fiecare valoare a frecvenţei un sistem de unde staţionare,asemănătoare cu undele sonore care iau naştere într-un rezonator acustic.Aceste unde sînt emise de oscilatorii atomici aflaţi în pereţii acestei incinte.Pornind de la aceste consideraţii,Rayleigh stabileşte pentru numărul n_λ de oscilaţii care iau naştere în unitatea de volum a incintei,în intervalul de lungimi de undă de la λ la $\lambda + d\lambda$,expresia :

$$n_\lambda = \frac{2\pi c}{4} \qquad (251)'$$

unde c este viteza luminii în vid.Fiecărui oscilator îi corespund două grade de libertate- unul pentru energia potenţială a oscilatorului iar celălalt pentru energia lui cinetică.Intrucît unui grad de libertate îi corespunde o energie egală cu $\frac{1}{2}$ kT, fiecare tip de oscilaţie va poseda o energie totală egală cu kT. Ţinînd seama de aceasta,vom obţine expresia pentru $M_{o,\lambda}$ (funcţia Rayleigh-Jeans)înmulţind energia kT corespunzătoare unui tip de oscilaţii cu numărul acestor oscilaţii pe unitatea de volum,în intervalul de lungimi de undă $d\lambda$:

$$M_{o,\lambda} = kT.n_\lambda = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \qquad (251)$$

Funcţiile lui Wien şi Rayleigh-Jeans sînt reprezentate în fig.212.Comparînd aceste curbe cu cele experimentale prezentate în graficul anterior, constatăm că funcţia Rayleigh-Jeans stă în concordanţă cu experienţa mult mai slab decît funcţia lui Wien, mai ales în domeniul lungimilor de undă mici(în domeniul ultraviolet al spectrului),unde, după cum se vede,funcţia Rayleigh-Jeans tinde la infinit.Totuşi,din punct de vedere teoretic, legea lui Rayleigh s-a bucurat de mai multă atenţie decît legea

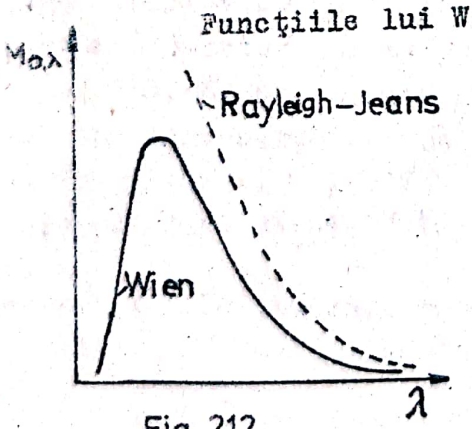


Fig. 212

lui Wien.Această lege a fost dedusă în mod riguros pe baza principiilor fizicii clasice şi în ea nu erau incluse constante arbitrare.In domeniul lungimilor de undă mari concordanţa ei cu datele experimentale era aproape perfectă.Abaterile legii lui Rayleigh de la datele experimentale în domeniul lungimilor de undă mici reprezentau o criză cunoscută în fizică sub numele de "catastrofa ultravioletă".Această criză demonstra că legile fizicii clasice nu sînt în măsură să explice unele fapte experimentale deosebit de importante.

Noua situaţie creată în fizică,de imposibilitatea de a regăsi în întregime rezultatele experimentale pe baza legilor fizicii clasice,atrage atenţia lui Max Planck care în anul 1900 îi dă o soluţie cu totul originală.Primii paşi făcuţi de Planck în această direcţie au fost empirici.Anume,el stabileşte că dacă din numitorul formulei lui Wien se scade unitatea şi se alege în mod potrivit constantele,atunci se obţine o relaţie care concordă cu experienţa pentru toate lungimile de undă.Planck ştia că formula sa este corectă şi că prin urmare trebuie să poată fi dedusă şi pe cale teoretică.Toate încercările făcute de el pentru a o obţine pe baza legilor fizicii clasice n-au dus însă la nici un rezultat.De aceea Planck abandonează principiile fizicii clasice şi atacă problema dintr-un punct de vedere cu totul nou,pe baza unei ipoteze noi cunoscută sub denumirea de "ipoteza cuantelor" . El presupune că energia corespunzătoare fiecărui grad de libertate a oscilatorului(atomului radiant)este egală cu un multiplu întreg m a unei cantităţi oarecare(elementare) de energie u . In conformitate cu legea distribuţiei lui Boltzmann,numărul oscilatorilor care posedă energia egală cu mu , va fi :

$$n_m = n_o e^{-\frac{mu}{kT}} \qquad (252)$$

Prin urmare,energia totală a acestor n_m oscilatori, aflaţi într-o anumită stare energetică(cu o anumită valoare pentru m) va fi egală cu :

$$mun_m = mun_o e^{-\frac{mu}{kT}} \qquad (253)$$

Oscilatorii aflaţi în incinta corpului negru pot însă să se afle în toate stările energetice posibile, cu alte cuvinte m poate să

varieze de la m=0 la m=∞.De aceea,pentru a obţine valoarea medie a energiei corespunzătoare unui oscilator,va trebui să împărţim suma energiilor corespunzătoare tuturor oscilatorilor aflaţi în diferite stări energetice,la numărul acestor oscilatori.Energia medie a unui oscilator va fi prin urmare:

$$\overline{w}=\frac{\sum_{m=0}^{\infty} mun_0 e^{-\frac{mu}{kT}}}{\sum_{m=0}^{\infty} n_0 e^{-\frac{mu}{kT}}} \qquad (254)$$

Deoarece m este un număr întreg,expresia de mai sus poate fi scrisă sub forma:

$$\overline{w}=\frac{0+ue^{-\frac{u}{kT}}+2ue^{-\frac{2u}{kT}}+3ue^{-\frac{3u}{kT}}+\dots}{1+e^{-\frac{u}{kT}}+e^{-\frac{2u}{kT}}+e^{-\frac{3u}{kT}}+\dots} \qquad (255)$$

Dacă introducem notaţia $x=e^{-\frac{u}{kT}}$ obţinem:

$$\overline{w}=ux\frac{1+2x+3x^2+\dots}{1+x+3x^2+\dots}$$

Suma seriei convergente de la numărător este egală cu $1/(1-x)^2$ iar a progresiei geometrice de la numitor este egală cu $1/1-x$ Inlocuind în expresia de mai sus,avem :

$$\overline{w}=ux\frac{\frac{1}{(1-x)^2}}{\frac{1}{1-x}}=\frac{ux}{1-x}=\frac{u}{\left(\frac{1}{x}\right)-1}$$

Ţinînd seama că $x=e^{-\frac{u}{kT}}$ obţinem:

$$\overline{w}=\frac{u}{e^{\frac{u}{kT}}-1} \qquad (256)$$

Dacă vom înmulţi acum energia medie $\overline{w}$ a unui oscilator cu numărul de oscilaţii $n_\lambda=2\pi c/\lambda^4$ existente în unitatea de volum a incintei corpului negru se obţine densitatea spectrală a emitanţei $M_{o,\lambda}$:

$$M_{o,\lambda}=n_\lambda\cdot\overline{w}=\frac{2\pi c}{\lambda^4}\cdot\frac{u}{e^{\frac{u}{kT}}-1} \qquad (257)$$

Această expresie aminteşte de legea lui Wien(250).Intr-adevăr, numitorii celor două expresii coincid(pînă la termenul -1)dacă se alege pentru u o astfel de valoare încît exponenţii să devi-

nă egali:

$$\frac{c_2}{\lambda T} = \frac{u}{kT} \quad \text{de unde rezultă: } u = \frac{c_2 k}{\lambda}$$

Ultima relaţie poate fi transformată exprimînd constantele c_2 şi k printr-o nouă constantă h :

$$u = \frac{c_2 k}{\lambda} = \frac{\left(\frac{c_2 k}{c}\right) c}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda} = h\nu,$$

în care c reprezintă viteza luminii în vid iar ν -frecvenţa oscilatorului şi deci frecvenţa radiaţiei emise de către acesta. Inlocuind valoarea lui u= hν (cuanta de energie) în expresia (257), care ne dă $M_{o,\lambda}$ obţinem legea lui Planck pentru densitatea spectrală a emitanţei corpului absolut negru :

$$M_{o,\lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} \cdot \frac{\frac{hc}{\lambda}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \qquad (258)$$

In aceste relaţii $c = 3.10^8$ m/s, $k = 1{,}38.10^{-23}$ J/°K iar h este o constantă universală, denumită constanta lui Planck, care are valoarea $h = 6{,}62.10^{-34}$ J.s. Constantele c_1 şi c_2 sînt respectiv egale cu : $c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}74.10^{-16}$ W.m^2 şi $c_2 = hc/k = 1{,}438.10^{-2}$ m.°K. Formula dată de Planck pentru distribuţia energiei în spectrul corpului negru concordă întocmai cu rezultatele experimentale pe tot domeniul de lungimi de undă. Ea cuprinde atît formula obţinută de Rayleigh şi Jeans cît şi pe cea a lui Wien. Intr-adevăr, pentru cazul $\lambda T \ll 1$, adică pentru unde scurte sau temperaturi joase, exponentul $c_2/\lambda T$ din formula (258) îndeplineşte condiţia $c_2/\lambda T \gg 1$, aşa că unitatea de la numitorul acestei formule poate fi neglijată faţă de termenul exponenţial, iar formula lui Planck se reduce la :

$$M_{o,\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{-c_2/\lambda T}} \qquad \text{(legea lui Wien)}$$

Pentru celălalt caz limită, cînd $\lambda T \gg 1$, adică în cazul lungimilor de undă mari sau la temperaturi înalte, termenul exponenţial de la

numitorul formulei(258) dezvoltat în serie,dă :

$$e^{c_2/\lambda T} \simeq 1 + c_2/\lambda T + \ldots$$

Neglijînd termenii de ordin superior ai acestei serii,formula lui Planck(258) se reduce la :

$$M_{o,\lambda} = 2\pi ckT / \lambda^4 \quad \text{(legea Rayleigh-Jeans).}$$

Pentru ca să deducă formula sa,Planck a trebuit să admită că emisia şi absorbţia energiei de către oscilatorii atomici nu se face în mod continuu,cum se consideră în fizica clasică,ci în mod discontinuu prin cantităţi determinate de energie u proporţionale cu frecvenţele proprii ν ale acestor oscilatori.Cantitatea de energie minimă u, care nu mai poate fi divizată, a primit denumirea de <u>cuantă de energie</u>.Notînd-o cu ε obţinem vestita relaţie cuantică a lui Planck :

$$\varepsilon = h\nu \qquad (259)$$

Particulele de cîmp electromagnetic,purtătoare ale unei cuante de energie, le numim astăzi <u>fotoni</u>.Teoria atomistică a radiaţiei,ale cărei baze au fost puse de Planck în anul 1900,a fost dezvoltată după aceea în teoria cuantică.Însuşi Planck a considerat că ipoteza sa este o ipoteză ad-hoc, valabilă numai în cazul oscilatorilor şi a radiaţiei emise în imediata lor vecinătate.Dezvoltarea ideilor sale,care stau în contradicţie cu fizica clasică, a determinat însă o modificare radicală a concepţiilor noastre despre interacţiunea dintre radiaţie şi substanţă.Faptul că radiaţia se emite şi se absoarbe sub formă de fotoni dovedeşte că ea este înrudită cu substanţa şi cu electricitatea prin caracterul său atomistic.Ideia cuantelor de energie a fost dezvoltată de A.Einstein(1789-1955) care considerînd <u>lumina</u> ca un flux de cuante luminoase(fotoni) reuşeşte să explice efectul fotoelectric(Cap.X.,2) şi pune bazele unei teorii corpusculare (cuantice) a luminii.Ceea ce este remarcabil în noua teorie este faptul că ea nu respinge teoria electromagnetică ondulatorie a luminii,ci păstrează noţiunea de undă sub forma unei unde asociate fotonului a cărei frecvenţă determină energia acestuia.Astfel se ajunge la concluzia că lumina este un flux de fotoni care

posedă masă, energie, impuls, moment al impulsului şi care au natură dublă-ondulatorie şi corpusculară. Aceste caracteristici au fost dovedite ulterior şi pentru alte particule cum sînt electronii, particulele α, neutronii etc. Sinteza concepţiei ondulatorii şi corpusculare asupra materiei a fost făcută în mecanica ondulatorie.

Reprezentarea grafică a funcţiei lui Planck pentru diferite valori a temperaturii este dată în fig.213. Se observă că odată cu creşterea temperaturii corpului negru creşte şi energia emisă de acesta. In acelaşi timp maximele curbelor se deplasează spre lungimi de undă mici (din infraroşu spre vizibil şi violet). Această deplasare explică schimbarea culorii corpului, observată experimental. Dacă se integrează funcţia lui Planck(258) între $\lambda=0$ pînă la $\lambda=\infty$ se obţine emitanţa energetică(globală) M_o a corpului absolut negru :

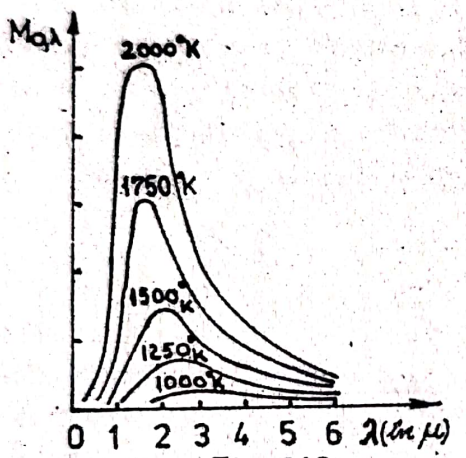


Fig. 213

$$M_o = \int_0^\infty M_{o,\lambda}\, d\lambda = \sigma \cdot T^4 \qquad (260)$$

Emitanţa energetică(energia totală emisă în timp de 1 sec. de către suprafaţa de 1 m^2) a corpului absolut negru este proporţională cu puterea a 4-a a temperaturii acestuia. Aceasta este <u>legea Ştefan-Boltzmann</u> . Ea a fost obţinută pe cale experimentală de către Ştefan şi pe baza unor consideraţii termodinamice de către Boltzmann încă înainte de Planck. Constanta de proporţionalitate are valoarea :

$$\sigma = 2\pi^5/15 \cdot k^4/h^3c^2 = 5{,}67 \cdot W/m^2 \cdot {}^oK^4 \ .$$

Dacă egalăm cu zero derivata în raport cu λ a funcţiei lui Planck, obţinem valoarea maximă a acestei funcţii pentru o anumită valoare λ_{max} a lungimii de undă dată de relaţia :

$$\lambda_{max} \cdot T = C \qquad (261)$$

unde $C = 2,89.10^{-3}$ m.°K este o constantă.De aici rezultă următorul adevăr cunoscut sub denumirea de <u>legea de deplasare a lui Wien</u> : lungimea de undă căreia îi corespunde maximul densităţii spectrale a emitanţei la un corp absolut negru este invers proporţională cu temperatura absolută. Dacă introducem în funcţia lui Planck(258) în loc de λ valoarea $\lambda_{max} = C/T$ obţinem :

$$M_{o\,max} \cdot \lambda_{max} = a\,T^5 \qquad (262)$$

în care $a=1,29.10^{-5}$ $J/m^3.s.°K^5$.

De aici rezultă <u>a doua lege a lui Wien</u> : densitatea spectrală a emitanţei maxime a corpului absolut negru este proporţională cu puterea a 5-a a temperaturii absolute.

Legile lui Wien au fost stabilite pe baze termodinamice încă înainte de Max Planck.

1.1. <u>Măsurarea temperaturilor înalte(pirometria)</u>

Pe legile radiaţiei termice enunţate mai înainte se bazează metodele optice de măsurare a temperaturilor înalte. Intr-adevăr,avem următoarele posibilităţi :

Dacă măsurăm emitanţa energetică(globală) M_o a corpului negru,pe baza legii Ştefan-Boltzmann putem calcula temperatura acestuia.Dacă măsurăm pe baza acestei legi temperatura unui corp care nu este absolut negru obţinem ceea ce numim <u>temperatura de radiaţie</u> .Aceasta este ceva mai mică decît temperatura adevărată a corpului.Ca să obţinem temperatura adevărată trebuie s-o corectăm cu un coeficient care depinde de natura corpului şi de temperatură.

Putem deasemenea determina temperatura corpurilor pe baza legii de deplasare a lui Wien.Pentru aceasta va trebui să determinăm lungimea de undă λ_{max}. pentru care densitatea spectrală a emitanţei are valoarea maximă.Această metodă se aplică numai la corpurile la care distribuţia energiei în spectru este asemănătoare cu a corpului negru.Astfel de corpuri(cărbunele,oxizii metalelor)au primit denumirea de "corpuri cenuşii"iar temperatura determinată în acest mod - <u>temperatura de culoare</u> .

Cu ajutorul metodelor amintite se pot determina temperaturile stelelor.Deoarece distribuţia energiei în spectrul unui corp absolut negru aflat la temperatura de 5.250°K este aproxi-

mativ aceeaşi şi în spectrul solar,putem considera Soarele ca un corp negru avînd temperatura de aproximativ 6.000°K(λ_{max} = =0,47μ).Deplasarea maximului radiaţiilor solare de la valoarea calculată de 0,47μ la cea reală de 0,55μ se datoreşte absorbţiei mai puternice în atmosfera Pămîntului a radiaţiilor de lungimi de undă mai mici.

Aparatele folosite pentru măsurarea temperaturilor înalte pe baza legilor radiaţiei termice se numesc pirometre optice.

Temperatura de radiaţie poate fi determinată cu ajutorul pirometrului de radiaţie.Cu ajutorul unei lentile se concentrează imaginea suprafeţei incandescente(ex.gura unui cuptor)pe un termocuplu legat la un galvanometru G etalonat în prealabil (fig.214).Indicaţiile galvanometrului vor fi proporţionale cu T^4 . In industrie se folosesc mult aşa numitele pirometre optice cu dispariţia filamentului (Holborn şi Kurlbaum).Cu ajutorul acestor pirometre se determină aşa numita temperatură de strălucire.Aplicînd o corecţie se poate determina apoi temperatura reală a corpului.Pirometrul este alcătuit dintr-o lunetă cu care observăm sursa de radiaţii studiată(fig. 215).In planul focal al ocularului(şi al obiectivului) se află filamentul în formă de U al unui bec electric, alimentat de o baterie de acumulatori prin intermediul unui reostat.Privind prin lunetă se reglează curentul de încălzire pînă cînd filamentul nu se mai vede pe fondul luminos al imaginii sursei de radiaţii.In acest caz temperaturile celor două surse de lumină sînt egale. Pe galvanometrul G,în prealabil etalonat cu ajutorul unui corp negru,se citeşte temperatura corpului studiat.

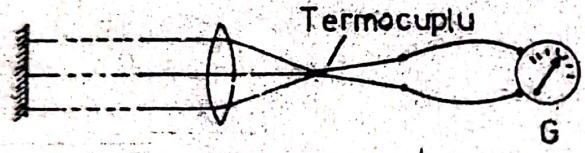


Fig. 214

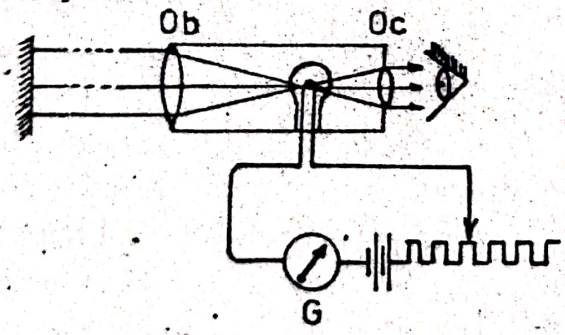


Fig.215

§ 2.Efectul fotoelectric

Concomitent cu stabilirea legilor radiaţiei termice,la

sfîrşitul secolului al XIX-lea ,a fost descoperit şi studiat un nou fenomen optic, care de asemenea nu putea fi explicat pe baza legilor fizicii clasice,cunoscut sub denumirea de efect fotoelectric.Efectul fotoelectric apare datorită faptului că cuantele de lumină(fotonii)acţionează asupra electronilor corpurilor solide şi lichide.Dacă fotonii scot electroni liberi din conductori(metale)atunci se obţine ceea ce numim efect fotoelectric extern.Dacă fotonii acţionează asupra electronilor(legaţi)din dielectrici sau semiconductori determinînd o creştere a conductivităţii electrice a acestora atunci se obţine ceea ce numim efect fotoelectric intern .

Efectul fotoelectric extern a fost descoperit de Hertz în anul 1887.El a observat că dacă se iluminează cu radiaţii ultraviolete electrozii între care se produce o descărcare electrică în scînteie,trecerea scînteii între electrozi este mult uşurată. Un an mai tîrziu,Hallwachs şi Stoletov au stabilit că sub acţiunea radiaţiilor pleacă din electrozi sarcini electrice negative.Determinînd raportul e/m a purtătorilor de sarcină electrică negativă care apar în efectul fotolelectric Lenard şi Thomson au arătat apoi(1899) că aceştia sînt electroni.

Efectul fotoelectric extern poate fi demonstrat experimental în modul următor(experienţa lui Stoletov).Se realizează un circuit electric format dintr-o baterie E,un galvanometru G, o placă de zinc K şi o placă de cupru în formă de sită A(fig.216).

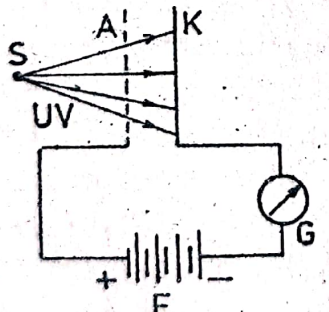


Fig.216

Dacă placa de zinc este legată la polul negativ şi dacă aceasta se iluminează cu lumină de la o sursă S bogată în radiaţii ultraviolete(arc electric sau lampă cu vapori de mercur)atunci în circuit ia naştere un curent electric pe care îl vom numi curent fotoelectric.Apariţia acestui curent se datoreşte electronilor smulşi din electrodul negativ sub acţiunea radiaţiilor şi captaţi apoi de către electrodul pozitiv A.

Pentru stabilirea legilor efectului fotoelectric se fo-

loseşte un dispozitiv reprezentat schematic în fig.217.El este format dintr-o celulă fotoelectrică realizată dintr-un balon de sticlă care conţine în interior un anod A de forma unui inel şi un catod K din metalul de studiat depus în strat subţire pe peretele balonului.Catodul poate fi iradiat prin fereastra F (de cuarţ) transparentă la radiaţiile ultraviolete.Celula fotoelectrică este montată într-un circuit electric format dintr-o baterie de acumulatori E,un reostat R care ne permite să modificăm tensiunea dintre A şi K, un voltmetru V pentru măsurarea acestei tensiuni şi un galvanometru G pentru măsurarea intensităţii curentului fotoelectric.

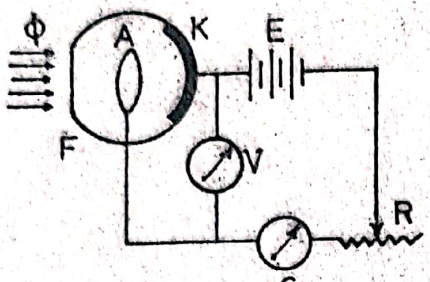


Fig. 217

Dacă iluminăm catodul cu un flux constant monocromatic Ø şi reprezentăm grafic variaţia intensităţii curentului fotoelectric I în funcţie de tensiunea aplicată între electrozi U obţinem o curbă numită caracteristica curentului fotoelectric (fig. 218).Analizînd această curbă putem deduce următoarele : a)chiar dacă între K şi A nu aplicăm tensiune(U=0)în circuitul electric al celulei ia naştere un curent de intensitate I_0.Aceasta înseamnă că o parte din electronii scoşi din catod au energie cinetică suficientă pentru a ajunge la anod fără ca să fie atraşi de aceasta; b) dacă legăm anodul la polul pozitiv al bateriei şi mărim tensiunea (U > 0) intensitatea curentului creşte,la început practic proporţional cu tensiunea aplicată,apoi tinde la o valoare constantă I_s numit curent de saturaţie. De aici rezultă că făcînd anodul din ce în ce mai pozitiv, el va atrage un număr din ce în ce mai mare de electroni pînă cînd toţi electronii eliberaţi din catod vor ajunge pe anod.Din acest moment intensitatea curentului nu mai creşte chiar dacă tensiunea aplicată între anod şi catod creşte în continuare.Aceasta înseamnă că intensitatea curentului

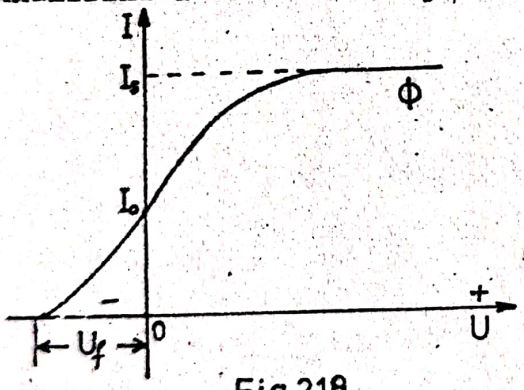


Fig.218

de saturaţie I_s este determinată de numărul total de electroni scoşi din catod de fluxul de radiaţie Φ ; c) din această curbă se observă de asemenea că pentru a reduce la zero intensitatea curentului fotoelectric este necesar să aplicăm între electrozii celulei o tensiune negativă de o anumită valoare absolută U_f.Această tensiune are rolul de a frîna mişcarea electronilor spre anod şi de aceea se numeşte <u>tensiune de frînare</u> .Datorită iluminării catodului electronii din metal primesc o anumită cantitate de energie din care o parte o consumă pentru ieşirea din metal iar o parte o păstrează sub formă de energie cinetică.Electronii scoşi de la suprafaţa catodului vor avea energia cinetică cea mai mare deoarece ei consumă cel mai puţin din energia primită pentru a ieşi din metal.Dacă ţinem seama de faptul că intensitatea curentului fotoelectric devine zero pentru tensiunea de frînare U_f , care opreşte şi electronii cei mai rapizi să ajungă la anod,rezultă că viteza maximă a electronilor este determinată de relaţia:

$$m \cdot v_m^2 / 2 = e \cdot U_f \qquad (263)$$

unde m este masa electronului iar e sarcina acestuia.

Măsurătorile efectuate cu ajutorul unor dispozitive adecvate şi în condiţii experimentale variate au arătat că efectul fotoelectric se supune următoarelor legi :

1) Stabilirea curentului fotoelectric este practic simultană cu iradierea catodului(efectul fotoelectric nu are inerţie).Întîrzierea apariţiei curentului este în orice caz mai mică decît 10^{-8} secunde.
2) Pentru fiecare metal există o anumită lungime de undă limită (deci şi o frecvenţă limită)astfel încît dacă se iluminează metalul cu radiaţii de lungime de undă mai mare(deci de frecvenţă mai mică)decît cea corespunzătoare limitei respective efectul fotoelectric nu mai apare.

De exemplu,cesiul emite electroni sub acţiunea radiaţiilor din orice domeniu al spectrului vizibil.La kaliu,fotoefectul apare dacă acesta este iradiat cu radiaţii pentru care $\lambda < 620$ mμ iar la platină 1,96,7 mμ .In cazul dielectricilor lungimile de undă limită au valori şi mai mici.Prin urmare la fiecare substanţă există o lungime de undă maximă λ_R determinată astfel că pentru radiaţii cu $\lambda > \lambda_R$ efectul foto-

electric nu mai apare.Lungimea de undă limită λ_R (şi frecvenţa limită corespunzătoare ν_R)începînd de la care efectul fotoelectric nu mai apare se numeşte <u>prag roşu al efectului fotoelectric</u>.Lungimea de undă λ_R a pragului fotoelectric se află în domeniul vizibil doar pentru metalele alcaline.Pentru majoritatea celorlalte metale efectul poate fi provocat doar cu radiaţii din ultraviolet.

3)Intensitatea curentului de saturaţie creşte direct proporţional cu fluxul Φ al energiei luminoase ce cade pe catod :

$$I_s = k\Phi \qquad (264)$$

Această relaţie ne arată că o celulă fotoelectrică poate fi utilizată pentru a măsura fluxul de energie a radiaţiilor luminoase.Deoarece I_s este determinat de numărul total de electroni scoşi din catod de fluxul Φ, legea de mai sus poate fi formulată şi sub următoarea formă : numărul de electroni scoşi din catod este direct proporţional cu fluxul de radiaţii incident.

4)Tensiunea de frînare U_f şi deci <u>energia cinetică maximă</u> a electronilor smulşi din catod nu depinde de mărimea fluxului incident.

5)Tensiunea de frînare şi deci <u>energia cinetică maximă</u> a electronilor smulşi din catod creşte direct proporţional cu creşterea frecvenţei luminii incidente.Această lege se mai poate formula şi în modul următor : viteza electronilor smulşi de pe suprafaţa catodului este aceeaşi pentru toţi electronii şi depinde numai de frecvenţa radiaţiei incidente.

Fenomenul fotoelectric nu a putut fi explicat pe baza teoriei ondulatorii a luminii datorită contradicţiilor care apăreau la explicarea legilor enunţate mai sus.Explicaţia fără contradicţii a legilor efectului fotoelectric a fost dată în anul 1905 de A.Einstein pe baza teoriei cuantice.După cum ştim, în teoria cuantică se admite că energia radiaţiei nu este uniform repartizată în unda electromagnetică ci este concentrată în cuante de energie de valoare $h\nu$ - în purtătorii acestei energii,numiţi fotoni. A.Einstein admite că un foton de energie $h\nu$ intrînd în interacţiune (ciocnindu-se) cu un electron din metal îi cedează acestuia întreaga sa energie.O parte din această energie este cheltuită de electron pentru a efectua lucrul mecanic de extracţie $L_o = eV_o$ unde V_o este potenţialul de extracţie din metal,iar surplusul de energie

va apare sub formă de energie cinetică a electronului.Prin urmare legea conservării energiei se va scrie sub forma :

$$h\nu = e\,V_o + mv_{max}^2/2 \qquad (265)$$

In această relaţie intervine energia cinetică maximă a electronilor.Această energie o posedă electronii liberi scoşi de la suprafaţa metalului.Electronii scoşi de la o adîncime mai mare vor consuma mai mult din energia primită pentru a ieşi din metal(datorită ciocnirilor)şi prin urmare vor poseda o energie cinetică mai mică. Din ecuaţia lui Einstein rezultă că energia cinetică maximă a fotoelectronilor este proporţională cu frecvenţa luminii care produce efectul fotoelectric şi nu depinde de mărimea fluxului incident în conformitate cu legile a cincea şi a patra enunţate mai sus.Din aceeaşi relaţie se vede de asemenea că utilizînd radiaţii cu fotoni de energie $h\nu$ din ce în ce mai mică, întrucît V_o este o mărime caracteristică metalului,trebuie să admitem că energia cinetică a fotoelectronilor se va micşora.Dacă frecvenţa scade sub o anumită valoare ν_R(căreia îi corespunde lungimea de undă λ_R)dată de relaţia :

$$h\,\nu_R = eV_o \quad \text{sau} \quad \lambda_R = hc/eV_o \qquad (266)$$

întreaga energie a electronului se cheltuieşte în lucrul de extracţie şi efectul fotoelectric nu mai apare.In acest mod se explică şi legea a 2-a referitoare la pragul roşu al efectului fotoelectric.

Inlocuind în relaţia(265) valoarea lui eV_o din relaţia (266) obţinem :

$$h\nu = h\,\nu_R + mv_{max}^2/2 \quad \text{de unde :} \quad h = \frac{mv_{max}^2/2}{\nu - \nu_R} \qquad (267)$$

Această relaţie a fost folosită de Millikan şi Lukirscki pentru determinarea experimentală a constantei lui Planck.In acest scop ei au determinat energia cinetică maximă a fotoelectronilor pentru diferite valori ale frecvenţei,obţinînd în conformitate cu relaţia(267),o dependenţă liniară(fig.219).Mărimea h este egală cu $tg\alpha$.Rezultatele obţinute au confirmat valoarea mărimii h obţinută prin alte metode.

In acest fel efectul fotoelectric scoate în evidenţă caracterul corpuscular al undelor electromagnetice de lungimi de undă

mici.Pe baza teoriei cuantice se pot explica simplu şi celelalte două legi ale efectului fotoelectric.Intr-adevăr,dacă admitem că fotonii pot pătrunde în metal şi că în procesul de ciocnire cu electronii ei pot fi absorbiţi cedînd electronilor întreaga lor energie hν într-un timp extrem de scurt,avem explicată lipsa de inerţie a efectului şi deci prima lege enunţată mai sus.Probabilitatea ca un electron să absoarbă simultan doi fotoni fiind foarte mică,întreaga energie a unui electron emis provine de la un singur foton.In fine,dacă ţinem seama de faptul că odată cu creşterea fluxului incident Ø creşte şi numărul de fotoni absorbiţi de metal în unitate de timp,rezultă că va creşte în mod proporţional şi numărul de electroni scoşi din metal şi deci şi intensitatea curentului de saturaţie în deplin acord cu legea a treia a efectului.Explicarea efectului fotoelectric pe baza teoriei cuantice a constituit o nouă confirmare a acestei teorii.Pe baza efectului fotoelectric s-au construit o serie de dispozitive care au numeroase utilizări în ştiinţă şi tehnică.Astfel,celulele fotoelectrice numite şi <u>fotoelemente</u> se folosesc ca receptori de radiaţii în diferite aparate optice şi spectrale,în televiziune şi cinematografie pentru transformarea variaţiilor de iluminare în variaţii ale curentului electric precum şi ca organe de comandă în instalaţiile automate de comandă şi reglaj,în dirijarea diferitelor maşini de la distanţă(telemecanică) etc.

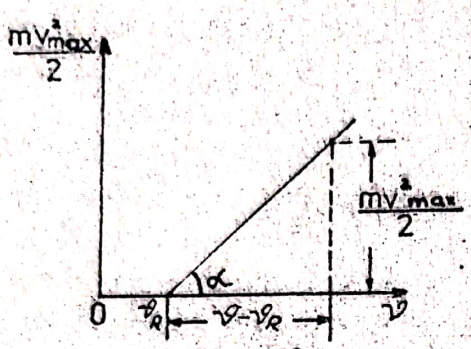


Fig.219

Un alt dispozitiv foarte frecvent utilizat ca receptor de radiaţii în domeniul vizibil şi ultraviolet este <u>fotomultiplicatorul</u>.El este format dintr-un tub de sticlă vidat în care se află catodul K realizat dintr-o substanţă sensibilă la efectul fotoelectric exterior,o serie de electrozi(dinozi)$D_1,D_2,...D_n$ şi anodul A(fig.22o).Intre electrozii succesivi se aplică o diferenţă de potenţial ΔU cu ajutorul unui divizor de tensiune.Modul de funcţionare este următorul : lumina acţionează asupra catodului şi produce efectul fotoelectric.Electronii smulşi din catod sînt acce-

lerați spre dinodul D_1 sub acțiunea cîmpului electric determinat de diferența de potențial între K și D_1. Prin fenomenul de emisie secundară, fiecare electron de energie mare care lovește dinodul D_1 scoate din acesta mai mulți electroni de energie mai mică. La rîndul lor acești electroni fiind accelerați spre dinodul D_2 vor scoate din acesta un număr și mai mare de electroni și așa mai departe. Astfel se ajunge ca între anod și ultimul dinod să obținem un curent fotoelectric amplificat de

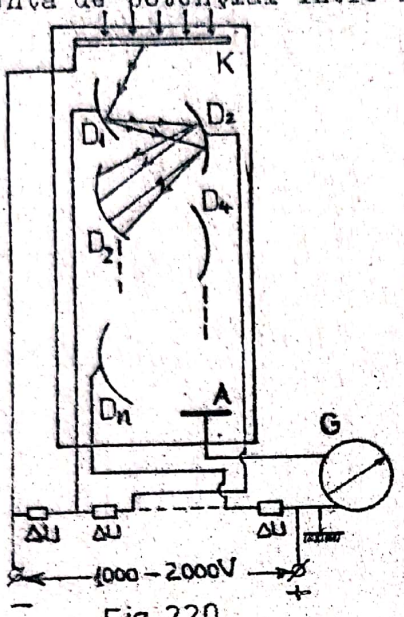


Fig. 220

sute de mii sau chiar de milioane de ori. Sensibilitatea fotomultiplicatorilor atinge valori de ordinul zecilor de amperi pe lumen față de numai 10 - 70 $\mu A/lm$ cît au celulele fotoelectrice

2.1. Efectul fotoelectric selectiv

Experiența arată că numai o mică parte din numărul fotonilor absorbiți eliberează electroni deoarece majoritatea își cheltuiesc energia în ciocniri care contribuie la încălzirea materialului supus iradierii. Mărimea egală cu raportul dintre numărul total de electroni smulși prin efect fotoelectric din substanță și numărul de fotoni absorbiți de acea substanță se numește randament cuantic al efectului fotoelectric. Randamentul cuantic diferă de la o substanță la alta și depinde de frecvența radiației utilizate. El este de ordinul unui electron pentru o mie de fotoni.

La o serie de metale, intensitatea curentului de saturație (deci și numărul de electroni emiși) crește odată cu creșterea frecvenței pînă cînd atinge un maxim apoi se micșorează. Acest fenomen, numit efect fotoelectric selectiv, este caracteristic pentru fiecare metal în parte. Dacă metalul se iluminează cu lumină polarizată, efectul apare numai dacă în unda incidentă există și o componentă a vectorului cîmp electric paralelă cu planul de incidență al undei. Fenomenul apare mai intens pentru unghiuri de incidență

mari,adică atunci cînd vibraţiile vectorului cîmp electric din raza incidentă sînt aproape perpendiculare pe suprafaţa metalului.(In acest caz accelerarea electronilor se face pe drumul cel mai scurt de ieşire din metal).

Efectul fotoelectric selectiv n-a primit o explicare completă în teoria cuantică.Interpretarea completă a efectului se poate face numai dacă apelăm şi la caracterul de undă electromagnetică a luminii.

2.2. Efectul fotoelectric intern(fotoconductibilitatea)

Efectul fotoelectric intern sau fotoconductibilitatea este un fenomen care se manifestă prin creşterea conductivităţii electrice a substanţelor sub acţiunea luminii.El este întîlnit îndeosebi la substanţele numite semiconductoare.Creşterea conductivităţii este determinată de faptul că sub acţiunea luminii creşte numărul de electroni liberi din interiorul substanţei.Mecanismul acestui fenomen,în linii generale, este următorul : electronii de valenţă(optici)ai atomilor acestor substanţe se află nu numai în cîmpul propriului lor nucleu ci şi în cîmpurile create de atomii vecini.Din această cauză nivelele energetice care corespund stării neexcitate a atomilor se desfac într-un număr mare de nivele energetice foarte apropiate între ele.Aceste nivele se grupează în două zone energetice principale A şi B (fig.221).In starea neexcitată toţi electronii de valenţă se află în zona A numită zona de valenţă ,Teoria arată că pe un nivel energetic se pot afla cel mult doi electroni(principiul lui Pauli) iar numărul nivelelor dintr-o zonă este egal cu numărul atomilor din corpul respectiv. Zona energetică B corespunde stări excitate a atomilor.Ea poartă denumirea de zonă de conducţie.Dacă corpul conţine impurităţi,atunci pot lua naştere nivele intermediare dintre care unul este reprezentat în figură prin linia C.

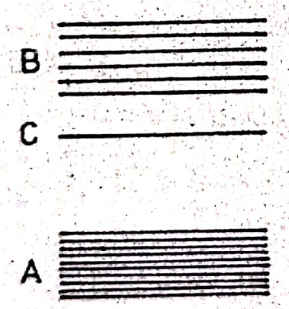


Fig.221

Intr-un izolator ideal zona de valenţă A este ocupată în întregime de electroni.Din această cauză corpul este izolator.La semiconductori,în această zonă se află nivele energetice libere pe care,cu ajutorul unui cîmp electric pot fi deplasaţi electronii

aflaţi pe nivele energetice inferioare ale acestei zone,obţinîndu-se astfel un curent electric.Un astfel de corp posedă prin urmare conductivitate care este însă foarte slabă.Dacă se măreşte temperatura semiconductorului sau acesta absoarbe cuantele de lumină,atunci energia electronilor de valenţă se măreşte şi devine posibilă trecerea lor din zona A în zona B.Deoarece toate nivelele energetice din zona B sînt libere,în această zonă pot trece un număr mare de electroni,mărind astfel în mod considerabil conductivitatea semiconductorului.Conductivitatea semiconductorului se poate mări de asemenea prin introducerea unor atomi străini (a impurităţilor)deoarece prin aceasta se creează nivele energetice intermediare cum ar fi de exemplu nivelul C. De data aceasta trecerea de la nivelul A la nivelul C se face pe seama unei energii absorbite mai mici iar de la nivelul C la cel de conducţie B se poate face numai pe seama energiei de agitaţie termică deoarece intervalul dintre aceste nivele este mic.Efectul fotoelectric intern se observă la seleniu precum şi la alte elemente.El poate fi demonstrat experimental în modul următor : se realizează un circuit electric format dintr-o plăcuţă de seleniu F(fotorezistenţă), o baterie E şi un galvanometru G (fig.222).Iluminînd fotorezistenţa F cu un flux luminos Ø intensitatea curentului din circuit creşte după o lege de forma :

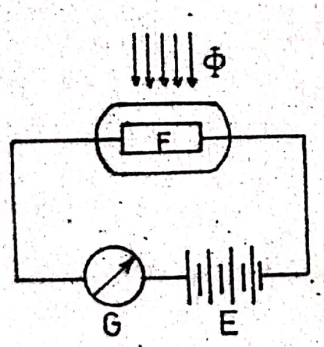


Fig.222

$$I = K \cdot \Phi^{\alpha} \qquad (268)$$

unde α este o constantă subunitară(sau egală cu unu în unele cazuri)iar K este o constantă de proporţionalitate,a cărei valoare depinde de tensiunea aplicată la capetele fotorezistenţei.Un astfel de dispozitiv poate fi utilizat ca receptor de radiaţii ca şi celula fotoelectrică. Are avantajul că, în cazul anumitor substanţe,poate fi folosit şi în domeniul infraroşu al gamei undelor electromagnetice.

Un interes deosebit îl prezintă aşa numitele fotoelemente cu strat de baraj cum ar fi de exemplu fotoelementul cu cuproxid a cărui schemă se dă în fig.223.Placa de cupru A fiind încălzită

într-o atmosferă de oxigen se acoperă cu un strat de oxid de cupru(Cu_2O) care este un conductor foarte slab.La graniţa dintre oxidul de cupru şi cupru curat ia naştere <u>stratul de baraj B</u> care sub acţiunea cuantelor de lumină permite trecerea electronilor numai în direcţia de la oxid la metal. Ca urmare metalul se încarcă negativ iar oxidul pozitiv.

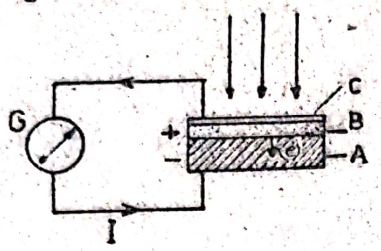


Fig. 223

Stratul de oxid se acoperă cu un strat semitransparent C de metal inoxidabil(de exemplu aur).Dacă acest strat se uneşte printr-un conductor cu placa de cupru,în circuit ia naştere,fără ca să fie nevoie să aplicăm o diferenţă de potenţial,un curent electric al cărui sens este indicat de săgeată.Intr-un astfel de element energia luminii incidente se transformă direct în energia curentului electric.Un astfel de dispozitiv poate fi utilizat ca receptor de radiaţii şi are avantajul faţă de cele precedente că nu necesită o sursă de curent.Randamentul acestor fotoelemente, folosite ca generatori de curent, ajunge pînă la 2%.Pe acelaşi principiu au fost construite <u>bateriile solare</u> cu siliciu folosite pe sateliţii artificiali şi pe rachetele cosmice.Randamentul acestora ajunge pînă la 6%.

§ 3. <u>Efectul Compton</u>

Un alt fenomen care poate fi explicat numai pe baza teoriei cuantice a fost descoperit de A.Compton în anul 1922.Acest fenomen constă în următoarele : dacă se iluminează cu raze X(fotoni de energie mare)plăci subţiri din unele corpuri cum ar fi carbonul,parafina şi altele se constată că în afara emisiei de electroni se produce şi o difuzie(împrăştiere)cu schimbarea de frecvenţă a razelor X.Se observă că în fasciculul difuzat pe lîngă radiaţiile cu lungimea de undă λ conţinute în fasciculul incident apar şi alte radiaţii X cu lungimea de undă λ' mai mare(frecvenţă mai mică).Micşorarea frecvenţei nu depinde de natura corpului ci numai de unghiul sub care difuzează aceste raze.Acest fenomen a primit denumirea de <u>efectul Compton</u> după numele descoperitorului

său.Explicarea fenomenului se face pe baza teoriei cuantice (fotonice) a naturii luminii după care fotonii posedă nu numai energie ci şi impuls.Relaţia dintre energia şi impulsul fotonului se obţine ţinînd seama de legătura care există între variaţia energiei cinetice şi variaţia impulsului.In cazul general se poate scrie :

$$dW=d(mv^2/2) = m/2 \cdot d(v^2)= m/2 \cdot 2vdv = vd(mv)=vdp$$

Aplicînd această expresie în cazul fotonului şi notînd energia acestuia cu ε iar viteza lui cu c, avem :

$$d\varepsilon = c\, d\, p$$

iar după integrare :

$$\varepsilon = c\, p + c_o$$

unde c_o este o constantă de integrare care se determină din condiţiile iniţiale :

dacă $\varepsilon = 0$ atunci şi $p = 0$ deci $c_o = 0$.

Prin urmare :

$$\varepsilon = c\, p = h\nu$$

De aici rezultă :

$$p = h\nu / c = h/\lambda \qquad (269)$$

Fotonii incidenţi avînd energia $h\nu$ şi impulsul $h\nu /c$ se pot ciocni fie elastic fie neelastic cu electronii din atomii corpului respectiv.Datorită unei ciocniri perfect elastice dintr-un foton incident şi un electron interior al atomului(mai strîns legat de nucleu)rezultă un foton care are aceeaşi energie cu a celui incident dar este deviat de la direcţia sa iniţială cu un anumit unghi. Astfel se explică prezenţa în radiaţia difuzată a lungimii de undă λ egală cu a celei incidente.In cazul unei ciocniri neelastice dintre un foton incident şi un electron liber sau slab legat aflat în repaus,fotonul cedează electronului ciocnit o parte din impulsul şi din energia sa.Ca urmare din punctul de ciocnire O (fig.224) va ieşi sub un unghi φ un electron de impuls $\vec{mv}$ şi energie cinetică $mv^2/2$ iar sub un unghi θ un foton avînd impulsul $h\nu'/c$ şi energia $h\nu'$ de valori mai mici decît cele ale fotonului incident.Pentru a obţine relaţia dintre lungimile de undă λ şi λ'

ccrespunzătoare fotonilor incidenţi şi celor difuzaţi,vom aplica procesului de ciocnire neelastică dintre fotoni şi electroni legile de conservare a energiei şi a impulsului.Conform legii conservării energiei obţinem:

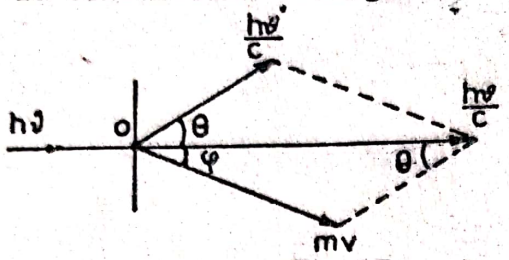


Fig. 224

$$h\nu = h\nu' + mv^2/2 \qquad (27o)$$

Inmulţind ambii termeni ai acestei relaţii cu 2m şi grupînd termenii obţinem:

$$m^2v^2 = 2hm\Delta\nu \qquad (271)$$

unde $\Delta\nu = \nu - \nu'$ este variaţia frecvenţei fotonului în timpul ciocnirii.Pe de altă parte,aplicînd legea conservării impulsului,din figura 224 obţinem(vectorial) :

$$\overrightarrow{mv} = \overrightarrow{h\nu}/c - \overrightarrow{h\nu'}/c \qquad (272)$$

sau :

$$(mv)^2 = h^2\nu^2/c^2 + h^2\nu'^2/c^2 - 2\,h^2\nu\nu'/c^2 \cdot \cos\theta \qquad (273)$$

Inlocuind în această expresie pe $\nu' = \nu - \Delta\nu$ obţinem :

$$m^2v^2 = h^2/c^2(\nu^2 + \nu^2 - 2\nu\Delta\nu + \Delta\nu^2 - 2\nu^2\cos\theta + 2\nu\Delta\nu\cos\theta)$$

Termenii care conţin $\Delta\nu$ pot fi neglijaţi întrucît ei sînt mici în comparaţie cu termenii care conţin ν^2. Avem de aceea :

$$m^2v^2 = h^2/c^2 \cdot 2\nu^2(1 - \cos\theta) \qquad (274)$$

Am obţinut astfel două expresii pentru m^2v^2. Din egalarea lor obţinem :

$$2hm\Delta\nu = \frac{2h^2\nu^2}{c^2}(1 - \cos\theta)$$

sau,rezolvînd în raport cu $\Delta\nu$:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu^2}{mc^2}(1 - \cos\theta)$$

Pe de altă parte, $\nu = c/\lambda$ deci $|\Delta\nu| = c\,\Delta\lambda/\lambda^2$ .Făcînd înlocuirile obţinem pentru variaţia lungimii de undă în fenomenul Compton expresia :

$$\Delta\lambda = h/mc \cdot (1 - \cos\theta) \qquad (275)$$

De aici se vede că variaţia lungimii de undă prin difuzie nu depinde de natura substanţei difuzate (h, m şi c sînt constante universale) şi nici de lungimea de undă λ a razelor incidente.Ea depinde numai de unghiul θ deci de direcţia razei difuzate în deplin acord cu rezultatele experimentale.Mărimea $h/mc = \lambda c$ are dimensiunile unei lungimi şi se numeşte lungime de undă Compton. Ea are valoarea $\lambda_c = 0{,}0242$ Å .

In teoria simplificată prezentată mai sus nu s-a ţinut seama de variaţia relativistă a masei electronilor de recul şi de faptul că aceşti electroni sînt în mişcare şi înaintea ciocnirii lor cu fotonii incidenţi.Un calcul mai exact în care se iau în considerare aceste lucruri,duce însă la acelaşi rezultat final. Deşi deplasarea $\Delta\lambda$ nu depinde de lungimea de undă λ a radiaţiilor incidente, fenomenul Compton nu se observă cînd se iluminează corpul cu lumină din domeniul vizibil datorită energiei relativ mici a fotonilor din această regiune spectrală.Fenomenul se observă numai în acele cazuri cînd energia fotonului este mai mare decît lucrul de extracţie al electronului de cîteva mii de ori.El este mai uşor de pus în evidenţă la substanţele cu greutate atomică mică deoarece atomii acestor substanţe conţin electroni slab legaţi de nucleul atomic.

Verificarea experimentală a relaţiei(275) se poate face cu ajutorul dispozitivului reprezentat schematic în fig.225.Din fasciculul de raze X care vine de la un tub Röntgen R,filtrul F selectează un fascicul monocromatic de lungime de undă λ care în parte trece nedeviat(A) iar în parte(B) difuzează prin substanţa respectivă C.Cu ajutorul spectrografului de raze X (Sp) care se poate roti pe un cerc în jurul substanţei difuzante(C) se determină lungimile de undă λ' ale razelor X difuzate pe direcţii diferite.Se constată,aşa cum am mai arătat,că variaţia lungimii de undă $\Delta\lambda = \lambda - \lambda'$ creşte odată cu creşterea unghiului de difuzie θ (λ' creşte) dar nu depinde de natura substanţei difuzante.Relaţia(275) stabilită pe baza teoriei cuantice

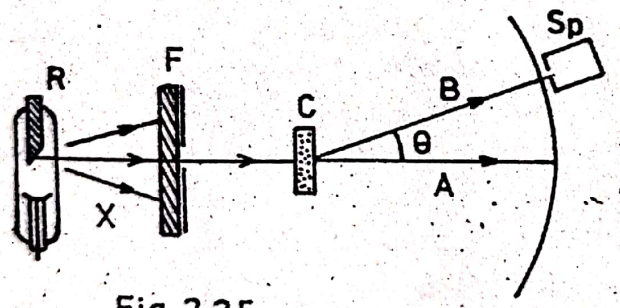


Fig. 225

se verifică cu mare precizie.Fenomenul Compton sprijină de aceea teoria naturii fotonice a radiaţiilor.

§ 4. Presiunea luminii

Ipoteza că lumina exercită o presiune asupra corpurilor pe care cade a fost formulată pentru prima dată de Kepler(1600) care încerca să explice astfel forma cozilor cometelor.Presiunea luminii a fost pusă în evidenţă şi măsurată experimental pentru prima dată în anul 1900 de către P.N.Lebedev.Acest fenomen poate fi explicat atît pe baza teoriei corpusculare(fotonice) a luminii cît şi pe baza teoriei electromagnetice.

Conform teoriei fotonice lumina nu este altceva decît un flux de fotoni avînd fiecare o energie $\varepsilon = h\nu$ şi un impuls $p=h\nu/c$. Să considerăm un flux luminos(de fotoni)care cade perpendicular pe suprafaţa unui corp.Fiecare foton va fi, fie absorbit de corp cînd îşi pierde impulsul p, fie reflectat de corp cînd îşi variază impulsul cu $p - (-p)= 2p$ .De aici rezultă că prin ciocnirea fotonului de suprafaţa unui corp care absoarbe complet lumina,corpul capătă un impuls egal cu p iar prin ciocnirea de suprafaţa unui corp care reflectă complet lumina corpul capătă un impuls egal cu 2p.Conform teoremei impulsului obţinem pentru primul caz relaţia :

$$Ft = p$$

iar dacă suprafaţa corpului este ciocnită în timpul t de N fotoni atunci :

$$Ft = N p$$

de unde rezultă :

$$F = Np/t$$

Dacă înmulţim şi împărţim membrul din dreapta al acestei expresii cu energia ε a unui foton obţinem :

$$F = N\varepsilon/ t \cdot p/\varepsilon$$

Pe de altă parte N /t reprezintă energia luminoasă totală absorbită de suprafaţa dată,în unitate de timp adică fluxul luminos Φ.Ca urmare obţinem :

$$F = \Phi p /\varepsilon$$

Presiunea care ia naştere este egală cu forţa care se exercită pe unitatea de suprafaţă :

$$P = F/S = \Phi p/cS = \Phi /cS \qquad (276)$$

Dacă corpul reflectă complet lumina atunci :

$$P = 2\Phi p/c\, S = 2\Phi/ c.S \qquad (277)$$

După cum ştim,mărimea care caracterizează proprietăţile reflectătoare ale unei suprafeţe poartă denumirea de factor de reflexie (R) care se defineşte ca fiind raportul dintre intensitatea luminii reflectate şi intensitatea luminii incidente.Prima expresie stabilită pentru presiune(276) corespunde suprafeţelor la care R=0 iar cea de a doua(277) suprafeţelor la care R=1.In cazuri reale, R este cuprins între 0 şi 1 ($0<R<1$) .In cazul general,al unei suprafeţe cu factorul de reflexie R, din numărul N de fotoni incidenţi sînt reflectaţi RN şi absorbiţi N-R.N = N(1-R).De aceea presiunea va fi :

$$P = 2\Phi r/cS + \Phi a/cS = 2R\Phi/cS +(1-R)\Phi /cS = \Phi/cS(1+R)$$

sau

$$P = (1+R).E/c \qquad (278)$$

unde prin $E = \Phi/S$ am notat energia adusă de lumină în unitate de timp pe unitatea de suprafaţă a corpului(iluminarea energetică).

Fără a intra în detalii de calcul, vom arăta numai că din punct de vedere al teoriei electromagnetice presiunea luminii se explică în felul următor . Intrucît unda luminoasă de natură electromagnetică este o undă transversală,cîmpul electric $\vec{E}$ din planul suprafeţei iluminate acţionînd asupra sarcinilor electrice din corpul respectiv dă naştere unui curent electric paralel cu $\vec{E}$.Datorită interacţiunii dintre acest curent şi cîmpul magnetic $\vec{H}$ al undei ia naştere o forţă perpendiculară pe planul vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$,deci în sensul de propagare a luminii.Calculul arată că presiunea corespunzătoare acestei forţe este proporţională cu fluxul luminii incidente întocmai cum ne arată relaţia precedentă (278).

Valorile presiunii luminii sînt foarte mici.Astfel de exemplu,determinările au arătat că energia medie care vine de la

Soare pe 1 cm^2 din suprafaţa Pămîntului aşezată normal pe direcţia razelor este egală cu 1,933 cal/min = 0,135 J/s. Presupunînd că Pămîntul absoarbe complet această energie(R=0)obţinem pentru presiunea exercitată de razele solare :

$$P = E/c = 0{,}135 \text{ J/s} \;/\; 3.10^8 \text{ m/s} = 4{,}5.10^{-6} \text{ N/m}^2$$

Cu toate că această presiune corespunde doar la 0,45 μg pe m^2 forţa totală care se exercită asupra Pămîntului(raza=6,36.10^6m) este de 2,8 .10^8.N = 2,8 .10^7 Kgf.

La sfîrşitul secolului trecut oamenii de ştiinţă au căutat să pună în evidenţă experimental presiunea luminii. In acest scop ei au construit radiometrul. Acesta este alcătuit dintr-o pîrghie uşoară avînd prinse la capete două aripioare metalice subţiri A şi B din care una înnegrită şi alta lucioasă, suspendată în echilibru de un fir subţire într-un balon vidat(fig.226).

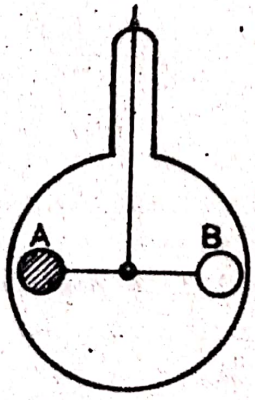


Fig. 226

Lumina este dirijată astfel încît să cadă pe suprafeţele paletelor sub incidenţă normală. Conform teoriei prezentate mai sus pe suprafaţa înnegrită presiunea luminii trebuie să fie de două ori mai mică decît pe suprafaţa reflectătoare. De aceea echipajul radiometrului(balanţa de torsiune) ar trebui să se rotească de la faţa reflectătoare spre faţa înnegrită ori în realitate, dacă nu se iau măsuri speciale, aceasta se roteşte în sens invers. Aceasta se datoreşte faptului că peste presiunea luminii se suprapune în sens invers efectul radiometric mult mai important decît primul. Intr-un gaz rarefiat acest efect apare ca urmare a diferenţei de temperatură dintre partea iluminată şi neiluminată a aripioarei. Moleculele de gaz care lovesc faţa mai caldă(înnegrită)capătă un surplus de energie cinetică astfel că ele sînt reflectate cu viteze mai mari decît vitezele cu care ele ciocnesc corpul. Din această cauză, prin reacţie, ele exercită

asupra suprafeţei respective o presiune mai mare astfel încît sistemul se roteşte în sens invers celui datorat presiunii luminii.Pentru a evita apariţia acestui efect aripioarele se fac cît mai subţiri şi din metale bune conducătoare de căldură iar în balon se face vid foarte înnaintat.

De-abia în anul 1900 Lebedev a construit un dispozitiv perfecţionat cu ajutorul căruia a reuşit să elimine efectul radiometric.In acest mod el a reuşit nu numai să pună în evidenţă presiunea luminii ci să o şi măsoare.Măsurătorile făcute au dus la rezultate care concordă cu teoria.

Deşi la scară terestră presiunea radiaţiilor este extrem de mică şi nu joacă un rol deosebit,la scară cosmică alături de alţi factori (ex. vîntul solar) ea joacă un rol însemnat în evoluţia corpurilor cereşti.Se arată astfel că datorită acestei presiuni nu se pot forma stele a căror dimeniuni să întreacă o anumită valoare limită.Explicaţia constă în faptul că odată cu creşterea masei stelei creşte şi temperatura ei şi deci şi intensitatea radiaţiei din interior.La o temperatură de cîteva milioane de grade presiunea de radiaţie devine atît de mare încît echilibrează forţa de atracţie gravitaţională ce se manifestă asupra straturilor periferice.După realizarea acestui echilibru steaua devine nestabilă pierzînd uşor plusul de masă în spaţiul cosmic.

Cu privire la formarea cozilor cometelor în partea opusă Soarelui se poate da următoarea explicaţie.Cînd cometa se apropie suficient de mult de Soare,presiunea radiaţiilor solare respinge fluxul de particule de dimensiuni mici din care este constituită coada cometei.Asupra unor astfel de particule repulsia exercitată de Soare este mai mare decît atracţia,deoarece, pe măsură ce raza r a particulei se micşorează repulsia descreşte proporţional cu r^2 (cu secţiunea) iar atracţia se micşorează proporţional cu r^3(cu volumul).La acest fenomen contribuie însă nu numai presiunea luminii ci şi alte fenomene care au loc în univers, de exemplu *fluxul de radiaţii solare (vîntul solar).*

§ 5.Razele X

In anul 1895 Röentgen a descoperit niste radiaţii necunoscute pînă atunci,pe care le-a numit raze X .Aceste raze iau naştere cînd se bombardează un corp cu un fascicul de electroni de energie mare.In timpul acestei bombardări apar două tipuri de raze X: fie printr-un proces de frînare a electronilor în cîmpurile electrice ale atomilor,cînd energia cinetică a electronilor se transformă total sau parţial în energia razelor X, fie printr-un proces de ionizare a atomilor corpului bombardat.In primul caz vom întîlni în fasciculul de raze X care ia naştere toate lungimile de undă cuprinse într-un anumit interval adică se obţine un spectru de raze X cotinuu. In acest caz energia emisă nu este cuantificată deoarece electronii liberi incidenţi pot pierde prin frînare orice fracţiune din energia lor.In al doilea caz,peste spectrul continuu se obţine un spectru de linii intense,caracteristice corpului care le-a emis (fig.227). Astfel de raze au primit denumirea de raze X caracteristice. Mecanismul producerii lor este următorul: sub acţiunea electronului incident de energie mare, un electron de pe un nivel energetic interior(ocupat) al atomului,este smuls şi îndepărtat din atom(atomul se ionizează).In locul lui trece un electron de pe nivelul imediat superior sau de pe un nivel mai îndepărtat.In felul acesta se emit radiaţii de frecvenţe bine determinate care alcătuiesc spectrul de raze X caracteristic elementului respectiv. Liniile din spectru pot fi grupate în diferite serii notate cu K, L, M, N, ... care corespund tranziţiilor electronilor de pe diferite nivele mai depărtate de nucleu pe un nivel mai apropiat a cărui număr cuantic principal n ia succesiv valorile n=1,2,3, 4,... In fiecare serie liniile sînt notate cu α, β, γ, ... de ex. K_α, K_β, M_α,.....Spre deosebire de spectrele optice care diferă foarte mult de la un element la altul,spectrele de raze X sînt foarte asemănătoare deoarece ele sînt emise prin tranziţia

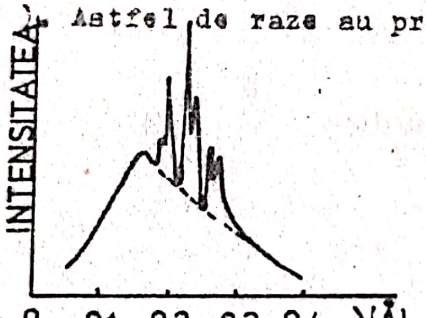


Fig. 227

electronilor celor mai profunzi din atomi aflaţi pe pături electronice complete.Ceea ce se modifică în special de la un element la altul este poziţia diferitelor linii în scara frecvenţelor(lungimilor de undă).

Razele X sînt unde electromagnetice ale căror lungimi de undă sînt cuprinse aproximativ între 1 oo şi 0,01 Å .Razele X de lungimi de undă mai mari se suprapun peste cele ultraviolete (care se obţin prin metode optice) iar cele de lungimi de undă mici peste razele γ emise de corpurile radioactive.

Razele X se obţin cu ajutorul unor tuburi speciale.După modul cum se obţine fasciculul de electroni,tuburile de raze X pot fi clasificate în două categorii : <u>electronice</u> şi <u>ionice</u> . Schema unui tub de raze X electronic se dă în fig.228.Intr-un tub de sticlă din care s-a scos aerul pînă la presiunea de 10^{-6}-10^{-8} mmHg, se introduc doi electrozi K şi A. între care se aplică o diferenţă de potenţial înaltă de 10^{4}-10^{6} V.Catodul este alcătuit dintr-o spirală de wolfram care fiind încălzită cu ajutorul curentului electric emite electroni prin efect termoelectronic.Electronii emişi de catodul K şi accelerati sub acţiunea diferenţei de potenţial aplicate bombardează anticatodul(anodul) A care emite astfel raze X.Anticatodul se face fie din metale grele ca wolframul,molibdenul, platina sau din metale relativ uşoare ca fierul,cromul,cuprul etc. El poate fi răcit prin circulaţie de apă sau de ulei.Reglînd tensiunea dintre anod şi catod se poate modifica energia electronilor care bombardează anodul şi odată cu aceasta frecvenţa radiaţiei X produse.

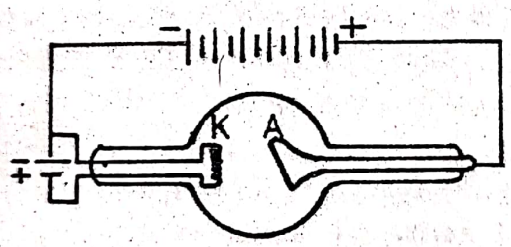


fig.228

La tuburile ionice catodul are forma unei oglinzi concave (fig.229).Presiunea din tub este de ordinul 10^{-3} mmHg.Tensiunea care se aplică accelerează electronii din gaz care se mişcă spre anod şi ionii pozitivi care se formează în gaz spre catod. Aceşta,fiind bombardat de ioni emite electroni care,mişcîndu-se

perpendicular pe suprafaţa sa, se concentrează pe o porţiune mică a anticatodului.Numai o mică parte(1- 2 %) din energia electronilor care bombardează anticatodul se transformă în energia razelor X.Randamentul tubului este aproximativ proporţional cu tensiunea aplicată şi cu numărul atomic Z al elementului din care este alcătuit anticatodul.

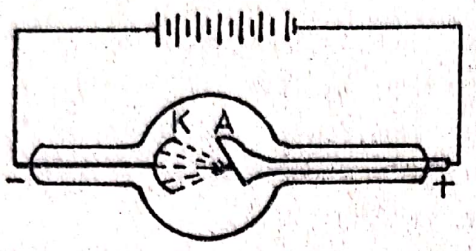


fig.229

Razele X au o serie de proprietăţi dintre care amintim: pătrund în corpurile opace pentru lumină,înnegresc placa fotografică,excită fluorescenţa unor corpuri (ex.platinocianura de bariu),ionizează aerul.Pe aceste proprietăţi se bazează atît metodele de punere în evidenţă cît şi multe aplicaţii ale razelor X.

Puterea de pătrundere a razelor X de diferite lungimi de undă este diferită şi anume cu cît lungimea de undă este mai mică puterea de pătrundere este mai mare.Razele X cu puterea de pătrundere mare se numesc <u>dure</u> iar cele cu putere de pătrundere mai mică,<u>raze X moi</u>.

Lungimea de undă a razelor celor mai dure dintr-un fascicul de raze X se calculează ţinînd seama că în acest caz, prin ciocnirea electronului de anticatod energia sa trebuie să se transforme în întregime în energoa fotonului de raze X care se emite.Dacă tensiunea aplicată la electrozi este V volţi atunci obţinem :

$$h\nu = e\,V = m\,v^2 / 2 \qquad (279)$$

Ţinînd seama că $\nu = c/\lambda$ obţinem următoarea relaţie între lungimea de undă a razelor celor mai dure din fasciculul care se obţine şi tensiunea aplicată :

$$\lambda = hc / e.V \qquad (28o)$$

Introducînd în această relaţie valorile constantelor se obţine:

$$\lambda = \frac{6,62.1o^{-34}.3.1o^{8}}{1,6.1o^{-19}.\,V} = \frac{12.43o}{V}\ \text{Å} \qquad (281)$$

Numai la o mică parte din numărul total de electroni care se cioc-

nesc de anticatod întreaga energie se transformă în cuante de raze X.Restul electronilor îşi vor cheltui energia prin ciocniri succesive cu atomii anticatodului.Această energie se va transforma o parte în căldură iar o parte în cuante de energie mai mică deci de lungime de undă mai mare.

Legea după care sînt absorbite radiaţiile X la trecerea lor prin diferite substanţe este de forma :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad (282)$$

unde I_0 este intensitatea fasciculului incident, I- intensitatea fasciculului care a străbătut stratul de substanţă de grosime x, μ- factorul de atenuare care depinde de densitatea substanţei şi de lungimea de undă a radiaţiei.

Determinarea lungimii de undă a radiaţiilot X se poate face pe baza fenomenului de difracţie.Deoarece lungimea de undă a razelor X este foarte mică,nu se pot folosi reţele de difracţie obişnuite.In acest scop se folosesc diferite cristale deoarece particulele care le alcătuiesc(atomii sau ionii)sînt distribuite într-o anumită ordine care se repetă după anumite direcţii din cristal.Astfel,la cristalul de clorură de sodiu reţeaua cristalină este cubică(fig.23o).Ionii de clor şi de sodiu se distribuie alternativ pe direcţii paralele între ele.Calculul arată că distanţa dintre doi ioni vecini numită <u>constanta reţelei</u> este egală cu d= 2,814 Å .

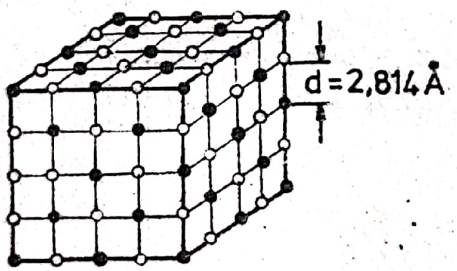


Fig.23o

Dacă pe un astfel de cristal se trimite un fascicul monocromatic de raze X acesta se va reflecta(împrăştia)de diferite straturi ale reţelei cristaline şi prin interferenţă pe unele direcţii se vor întări. Această întărire se poate constata aşezînd pe direcţia razelor reflectate o placă fotografică sau un ecran fluorescent pe care se vor observa nişte pete.Distribuţia acestor pete depinde de lungimea de undă a razelor X, de distribuţia ionilor în cristal şi de unghiul care se formează între direcţia razelor X şi suprafeţele reflectătoare din cristal.Să analizăm mai îndeaproape acest

lucru.Să presupunem că un fascicul paralel de raze X cade pe suprafaţa cristalului sub un unghi φ (fig.231).O parte din raze se vor reflecta de primul strat de ioni, alta de cel de al doilea,etc. Acelaşi lucru se va întîmpla şi în planele paralele cu cel din figură.Se vede că între razele reflectate de două straturi succesive există o diferenţă de drum egală cu 2 d sin φ.Maximele de intensitate în fasciculul reflectat corespunde acelor valori ale lui φ pentru care se satisface relaţia :

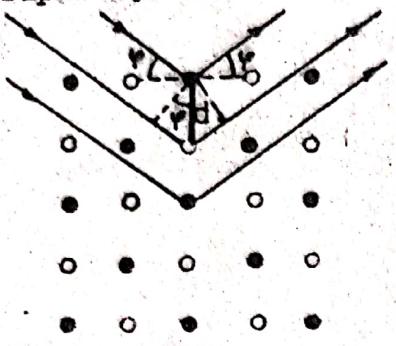


Fig.231

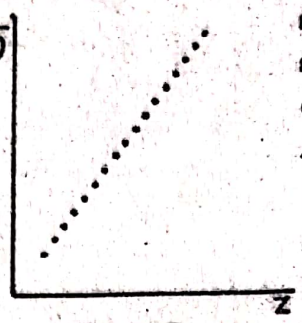


Fig.232

$$2\,d\,\sin\varphi = K\lambda \qquad (283)$$

Această formulă a fost stabilită de către Bragg în anul 1913 şi se numeşte <u>formula lui Bragg</u>. Ea se foloseşte pentru interpretarea difracţiei razelor X în cristale. Analizînd tabloul de difracţie care se obţine se poate stabili structura cristalului dacă se cunoaşte lungimea de undă sau se poate determina lungimea de undă dacă se cunoaşte structura cristalului.Tot în anul 1913 Moseley a arătat că spectrele de raze X caracteristice a diferitelor elemente sînt foarte asemănătoare între ele.El a stabilit că rădăcina pătrată a frecvenţei unei aceleiaşi linii(ex.K_α) din spectrele de raze X a diferitelor elemente este proporţională cu numărul atomic al elementului emiţător :

$$\sqrt{\nu} = a\,(\,Z\, - b\,) \qquad (284)$$

unde Z este numărul atomic iar a şi b sînt două constante.In fig.232 se ilustrează dependenţa de numărul atomic al elementelor a frecvenţei uneia dintre liniile spectrale de raze X caracteristice.Cu ajutorul unui astfel de grafic putem determina numărul atomic al unui element dacă măsurăm frecvenţa liniei corespunzătoare din spectrul său de raze X.In acest mod s-a arătat,de exemplu, că locul corect al cobaltului în tabelul periodic este înaintea nichelului cu toate că după greutăţile atomice ordinea

trebuia să fie inversă.Tot astfel au fost identificate unele elemente noi ca hafniu,reniu etc.

Principalele metode roentgenografice(de studiu a cristalelor cu ajutorul difracţiei de raze X) se bazează pe relaţia lui Bragg(283).Dintre acestea amintim :

1.Metoda Laue

Se trimite pe cristal un fascicul îngust de raze X care au un spectru continuu.Pe o placă fotografică aşezată în calea fasciculului reflectat se obţin după developare o serie de pete distribuite într-o anumită ordine.După poziţia acestor pete se poate determina forma şi dimensiunile celulei elementare(constanta reţelei după diferite direcţii).Măsurînd intensitatea razelor difractate se poate(folosind calcule mult mai complicate) determina şi distribuţia particulelor(ioni,atomi,etc)în celula elementară.După forma petelor care se obţin se poate aprecia în ce măsură reţeaua cristalină a corpului respectiv se apropie de cea ideală.In cazul reţelei ideale petele sînt bine conturate. Dacă petele sînt difuze atunci reţeaua prezintă unele defecte de structură, unele abateri de la structura ideală.Prin această metodă se controlează, de exemplu, calitatea structurii cristaline a semiconductorilor.

Metoda Laue este singura metodă în care se folosesc raze X cu spectru continuu.Substanţa de studiat trebuie să fie un monocristal aşezat în poziţia fixă în calea fasciculului de raze. Monocristalul selecţionează razele X de acea lungimea de undă pentru care se satisface condiţia lui Bragg pentru un unghi φ dat.

2.Metoda Bragg

Spre deosebire de metoda Laue, în metoda Bragg se foloseşte un fascicul monocromatic de raze X iar monocristalul se roteşte.In acest caz lungimea de undă rămîne constantă iar unghiul φ se modifică pînă cînd se satisface condiţia lui Bragg.Ca rezultat al interferenţei razelor difractate se obţine pe placa fotografică un ansamblu de pete care se aşează pe nişte curbe din examinarea cărora se poate determina structura cristalină a materialului şi distribuţia atomilor în reţeaua cristalină.

3. Metoda Debye-Scherrer

In metoda Debye-Scherrer se foloseşte în loc de monocristal o pulbere fină a acestuia. Această pulbere se presează în forma unei baghete cilindrice cu diametrul de aproximativ 1 mm . Bagheta, în care cristalele sînt distribuite dezordonat, se aşează în calea unui fascicul de raze X monocromatice. In acest caz pentru fiecare valoare a unghiului φ se vor găsi fragmente de cristal astfel orientate încît să fie satisfăcută condiţia lui Bragg. Pentru a asigura şi mai bine aşezarea planelor reticulare sub unghiuri care satisfac condiţia lui Bragg bagheta se roteşte încet în jurul axei ei. Deoarece numărul fragmentelor de cristal este mare şi deoarece aceştia nu se află în acelaşi plan, petele de difracţie se unesc în inele care poartă denumirea de inelele Debye-Scherrer.

Această metodă prezintă o serie de avantaje :

1. Substanţele sub formă de pulbere se obţin mult mai uşor (prin mojarare) decît monocristalele mari.
2. Studiul necesită o cantitate foarte mică de material.
3. In timpul studiului eşantionul nu suferă modificări însemnate.

Metodele roentgenografice permit ca să stabilim dacă în urma unei reacţii apare sau nu o substanţă nouă. In cazul cînd o astfel de substanţă se formează apar noi pete (sau inele) de difracţie pe care nu le găsim în componentele amestecului. Ele se folosesc de acea la analizele chimice ale diferitelor amestecuri.

CAPITOLUL XI

FENOMENE DE LUMINESCENTA

Fenomenul de emisie a luminii de către unele corpuri datorită excitării atomilor şi moleculelor lor în alt fel decît prin încălzire poartă denumirea de luminescenţă. După natura care produce excitarea,luminiscenţa poate fi de mai multe tipuri :

a.- fotoluminescenţa ,în care excitarea atomilor şi moleculelor este provocată de acţiunea diverselor radiaţii electromagnetice.

b.- catodoluminiscenţa ,în care agentul excitator al radiaţiei de luminescenţă îl constituie un flux de electroni rapizi(ex. iluminarea ecranelor televizoarelor).

c.- röntgenoluminescenţă ,în care luminescenţa este provocată de acţiunea radiaţiilor X asupra unor substanţe(ex.iluminarea ecranelor aparatelor radiologice).

d.- chemiluminescenţă ,la care luminescenţa este produsă pe seama energiei degajate în urma unor reacţii chimice,cum ar fi reacţiile de oxidare lentă a unor substanţe organice.Dacă acestea sînt reacţii chimice de natură biologică,fenomenul poartă numele de bioluminescenţă şi este întîlnit la unele specii de peşti,moluşte,viermi precum şi la licurici.

e.- electroluminescenţă,la care excitarea este produsă de cîmpul electric alternativ(de joasă frecvenţă).

§ 1.Fotoluminescenţa

Fenomenul de fotoluminescenţă se observă la gaze precum şi la unele corpuri solide şi lichide.Dacă luminescenţa corpului dispare imediat ce a încetat iluminarea acestuia fenomenul se numeşte fluorescenţă .Dacă luminescenţa se mai păstrează un timp oarecare atunci fenomenul se numeşte fosforescenţă.Această împărţire este doar convenţională întrucît în realitate aceste fenomene continuă după întreruperea iradierii un timp mai scurt sau mai lung cuprins aproximativ între 10^{-8} secunde (la gaze) şi mai multe ore(la corpurile cristaline).

Cel mai simplu fenomen de fluorescenţă este emisia de

rezonanţă a vaporilor monoatomici.Acest fenomen poate fi pus în evidenţă cu ajutorul unei experienţe efectuată pentru prima dată de către Wood(1904).Cu ajutorul unei lentile concentrăm pe un balon ce conţine vapori de sodiu un fascicul intens de lumină galbenă ce vine de la o flacără colorată cu sare de bucătărie.Vom observa că vaporii de sodiu emit în toate direcţiile radiaţiile monocromatice ale sodiului cu lungimile de undă de 5890 şi 5896 Å pe care le emite şi flacăra colorată.Această radiaţie a fost numită de rezonanţă deoarece are exact aceeaşi frecvenţă(perioadă)ca şi radiaţia pe care atomii de sodiu o absorb pentru a trece în stare excitată.Un fenomen asemănător se observă şi la vaporii de mercur care emit linia de rezonanţă de 2537 Å situată în domeniul ultraviolet al spectrului.In acest caz radiaţia excitatoare,de 2537 Å ,emisă de o lampă cu vapori de mercur se concentrează pe un vas de cuarţ ce conţine vapori de mercur iar radiaţia emisă de atomii de mercur excitaţi(radiaţia de rezonanţă) este înregistrată cu ajutprul unui spectrograf cu optica din cuarţ.

Fluorescenţa moleculelor a fost observată pentru prima dată tot de către Wood iradiind vaporii de iod,care se prezintă sub forma de moleculă biatomică, cu radiaţia verde a mercurului λ =5461 Å .Wood a observat că spectrul luminii emise de către moleculele de iod constă dintr-o serie de linii duble(dublete)a căror lungimi de undă diferă între liniile dubletului cu aproximativ 2 ångströmi iar între două dublete vecine cu cîteva zeci de ångströmi.In acest caz energia absorbită de molecule este reemisă sub forma unei radiaţii a cărei compoziţie spectrală diferă de compoziţia luminii excitatoare.Spectrul de fluorescenţă este caracteristic pentru fiecare substanţă şi, prin urmare,poate servi în scopuri analitice ca şi spectrele de emisie sau de absorbţie.Fotoluminescenţa corpurilor lichide şi solide constă din emisia unor benzi spectrale largi(de asemenea caracteristice corpului respectiv).Unele corpuri lichide şi solide prezintă o fluorescenţă puternică în domeniul vizibil astfel că fenomenul se poate observa uşor.Astfel,dacă trimitem un fascicul de lumină albă de la un arc electric printr-o cuvă care conţine o soluţie de fluoresceină fasciculul devine vizibil deoarece lichidul emite în toate direcţiile o lumină verzuie intensă.Alte substanţe dau

alte culori.De exemplu antracentul în soluţie hexanică dă fluorescenţă albastră,sărurile de uraniu în apă dau fluorescenţa galben-verzuie etc.Cercetările au arătat că lumina emisă prin fotoluminescenţă este alcătuită în general din radiaţii de lungimi de undă mai mari decît lumina care excită fenomenul (legea lui Stokes)deoarece nu se pot obţine fotoni de energie mai mare pe seama absorbţiei unor fotoni de energie mai mică.Lumina care produce luminescenţa trebuie să aibă o lungime de undă cuprinsă în domeniul spectral în care substanţa respectivă absoarbe(în banda de absorbţie).Iluminarea substanţei luminescente cu orice radiaţie monocromatică din cuprinsul unei benzi de absorbţie provoacă emisia unuia şi aceluiaşi spectru de luminescenţă.Maximul benzii de luminescenţă este deplasat spre lungimi de undă mai mari(spre roşu)faţă de maximul de absorbţie aşa cum se arată în figura 233.Intensitatea luminii emise este proporţională cu intensitatea luminii excitatoare.

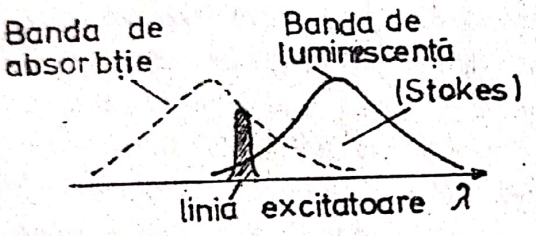


Fig.233

Fluorescenţa urmează următoarea lege :

$$I = I_o \, e^{-t/\tau} \qquad (285)$$

în care I reprezintă intensitatea fluorescenţei la timpul t, I_o -intensitatea iniţială iar τ- durata medie a fluorescenţei adică intervalul de timp în care intensitatea se micşorează de e= 2,718 ... ori.Mărimea τ variază între 10^{-8} - 10^{-3} secunde.

Fosforescenţa urmează legea :

$$I = I_1 \cdot t^{-a} \qquad (287)$$

în care I_1 reprezintă intensitatea fosforescenţei după o secundă de la excitare iar a o constantă care caracterizează corpul fosforescent.Valorile acestei constante sînt cuprinse între 1 şi 1,5 . Durata fosforescenţei este foarte diferită pentru diferite corpuri fosforescente.Ea variază între cîteva fracţiuni de secundă şi mai multe ore.Durata foarte mari întîlnim la unele

substanţe cunoscute sub numele de fosfori.Acestea sînt, de obicei,substanţe cristaline care conţin un metal străin(activator) într-o concentraţie foarte mică(10^{-2}- 10^{-4} %).Un astfel de fosfor este sulfura de zinc(ZnS)cu impurităţi de mangan,cupru sau altele.

Mecanismul fenomenului de fosforescenţă a putut fi explicat abia după ce a fost elaborată teoria zonală a structurii electronice a corpurilor solide.Acest mecanism este asemănător cu cel al efectului fotoelectric intern.Prin absorbţia fotonilor,electronii optici părăsesc regiunea nodului reţelei cristaline trecînd astfel din zona de valenţă în cea de conductibilitate care corespunde stării excitate.Revenirea acestora în starea iniţială este însoţită de emisia radiaţiei fosforescente.Şi în acest caz,prin introducerea unor impurităţi(activatori) se pot crea nivele energetice intermediare care înlesnesc fenomenul. De pe un astfel de nivel,electronul poate trece în zona de excitare chiar numai pe seama energiei sale termice.Trecerea de pe nivelul intermediar direct în zona de valenţă nu este însă posibilă.Din această cauză spectrul de absorbţie a fosforului depinde de natura substanţei respective pe cînd spectrul de emisie depinde în primul rînd de natura activatorului care se adaugă de obicei în cantităţi foarte mici.Corpul respectiv luminează şi după încetarea iluminării lui,pînă ce toată rezerva de electroni de pe nivelele intermediare va fi epuizată.Acest mecanism al fosforescenţei este confirmat şi de faptul că încălzirea fosforului măreşte intensitatea radiaţiei emise şi scade durata de stingere a acesteia.Această dependenţă de temperatură nu se observă, de regulă, în cazul fluorescenţei.In acest caz,sub acţiunea radiaţiilor luminoase, procesele de excitare pe diversele nivele de energie(electronice,de vibraţie,de rotaţie)a unor substanţe(de obicei gaze sau lichide)au loc fără separarea vreunui electron din atomii sau moleculele excitate.Dezexcitarea acestora este însoţită de radiaţia de fluorescenţă a cărei compoziţie şi durată depind,în cea mai mare parte,de structura atomilor şi moleculelor şi, mai puţin, de condiţiile exterioare- cum ar fi temperatura.

O caracteristică foarte importantă a fotoluminescenţei constă în faptul că ea apare observabilă chiar la concentraţii

extrem de mici ale substanţei(pînă la 10^{-10} g/cm^3).De acea pe baza fenomenului de luminescenţă s-au dezvoltat numeroase metode de analiză luminescentă care permit să se pună în evidenţă cantităţi extrem de mici de corpuri luminescente ; în particular,pe baza fotoluminescenţei, se poate face analiza diferitelor produse petroliere deoarece hidrocarburile ciclice prezente în petroluri au o fluorescenţă puternică.Analiza luminescentă se foloseşte de asemenea în prospecţiunile geologice pentru căutarea zăcămintelor de petrol precum şi în industria chimică pentru punerea în evidenţă a diferitelor substanţe organice sau anorganice aflate în diferite amestecuri.Această metodă de analiză se foloseşte şi în criminalistică, în special datorită faptului că sîngele şi urmele de sînge sînt fluorescente.Ea ajută foarte mult în lucrările de arheologie şi la descifrarea documentelor vechi.

Fenomenul fosforescenţei a primit în ultimul timp o însemnată aplicaţie practică în aşa numitele lămpi luminescente. Aceste lămpi au un randament mai mare decît cele obişnuite şi dau lumină a cărei compoziţie spectrală se apropie mult de cea a luminii care ne vine de la soare.O astfel de lampă este alcătuită dintr-un tub de descărcare în care se introduce un amestec de vapori de mercur(2.10^{-2} mm Hg) şi argon(2.10^{-5} mm Hg). Pereţii interiori ai tubului sînt acoperiţi cu un strat subţire de substanţă fosforescentă (luminofor) de obicei sulfură de zinc activată cu cupru sau argint înglobată într-un liant(nitroceluloză,acetat de butil etc).Intr-o astfel de lampă, mai mult de 50% din energia electrică care se cheltuieşte se transformă în radiaţii ultraviolete.Aceste radiaţii excită fosforescenţa luminoforului care emite apoi un spectru bogat în radiaţii vizibile.

§ 2.Electroluminescenţa

In anul 1947, G.Destriaux a descoperit că unele substanţe devin luminescente sub acţiunea cîmpurilor electrice alternative de intensitate mare.Fenomenul a primit denumirea de electroluminescenţă.Substanţa tipică din punct de vedere al acestui fenomen este sulfura de zinc care este în acelaşi timp şi fosforescentă.Există însă substanţe,electroluminescente care nu

sînt totodată şi fotoluminescente.Corpul cu astfel de proprietăţi se introduce între armăturile unui condensator dintre care una este transparentă(celulă electroluminescentă)şi se supune la un cîmp alternativ de intensitate mare.In spectrul luminii care se obţine astfel, în afară de benzile de fosforescenţă se observă unele benzi caracteristice electroluminescenţei.Cu toate că nu s-a dat încă o interpretare satisfăcătoare pentru acest fenomen,celulele electroluminescente au importante aplicaţii practice ele constituind noi surse de lumină.

§ 3.Efectul Cerenkov

In anul 1934 Cerenkov a descoperit că sub acţiunea razelor β sau γ diferite substanţe curate(apa,sticla)emit pe direcţia razelor incidente o lumină albastră care încetează imediat după oprirea iradierii.Acest fenomen,cunoscut astăzi sub denumirea de efect Cerenkov ,ia naştere cînd electronii liberi produşi prin ciocnire(efect Compton) de radiaţia incidentă se mişcă într-un medin cu o viteză v mai mare decît viteza de fază c/n a luminii în acel mediu.In acest caz, datorită variaţiei rapide a polarizării dielectrice a substanţei,din diferite puncte ale traiectoriei electronului iau naştere unde electromagnetice coerente de formă sferică(fig.234).Prin interferenţa acestor unde se formează un con luminos avînd axa de-a lungul traiectoriei electronului şi deschiderea unghiulară θ dată de relaţia :

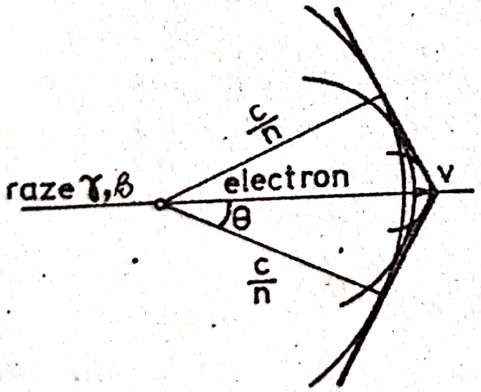


Fig.234

$$\cos\theta = c/nv \qquad (287)$$

Valoarea unghiului θ depinde deci de viteza electronului şi de indicele de refracţie al mediului.Viteza electronului scade în mod continuu deoarece pe seama energiei lui se emite lumină.Ca urmare deschiderea conului se micşorează. De aceea lumina este emisă în toate direcţiile din interiorul conului dat de viteza iniţială a electronului.Radiaţia emisă are un spectru continuu în domeniul albastru-violet.Sub influen-

ţa unui cîmp magnetic conul de lumină se deplasează dovedind că fenomenul se datoreşte electronilor rapizi.Fenomenul Cerenkov se obţine şi sub acţiunea electronilor rapizi produşi de acceleratorii de particule încărcate precum şi sub acţiunea protonilor,nucleelor atomice şi a altor particule cu sarcini electrice(mezoni)care au o viteză mai mare decît viteza luminii în acea substanţă.Din măsurarea unghiului de deschidere a conului luminos se poate determina cu mare exactitate viteza şi energia particulei studiate.

Efectul Cerenkov pe lîngă o mare importanţă teoretică are şi o mare importanţă practică în fizica nucleară în aşa numiţii contori Cerenkov.Aceşti contori se bazează pe efectul fotoelectric pe care îl produce radiaţia Cerenkov şi se folosesc pentru studiul radiaţiilor cosmice şi a reacţiilor nucleare.

§ 4. Efectul Raman

In anul 1928 fizicianul indian Raman a descoperit că în spectrul luminii difuzate de unele lichide se găsesc linii care nu se găsesc în lumina directă(excitatoare) .Fenomenul se cunoaşte sub denumirea de difuzia combinată a luminii sau efect Raman.In acelaşi an fizicienii sovietici Landsberg şi Mandelştam au descoperit acest efect şi la unele cristale.Liniile care se observă în lumina difuzată,numite sateliţi,se distribuie simetric de o parte şi de alta a fiecărei linii din spectrul luminii directe(fig.235).După cum au arătat cercetările,diferenţele dintre frecvenţele liniilor de bază şi cele ale sateliţilor sînt egale cu frecvenţele mişcărilor de oscilaţie şi de rotaţie ale moleculelor mediului care difuzează lumina.Din această cauză, determinarea acestor frecvenţe prezintă un mare interes pentru stabilirea forţelor de legătură a atomilor din moleculă sau a particulelor din reţeaua cristalină.Apariţia sateliţilor în spectrul luminii difuzate se poate explica pe baza teoriei cuantice în felul următor : fotonul incident de energie $h\nu$ ciocnindu-se cu molecula

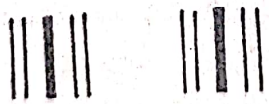


Fig.235

mediului este difuzat schimbîndu-şi astfel direcţia.In timpul ciocnirii,în unele cazuri energia fotonului difuzat se măreşte pe seama energiei de oscilaţie şi rotaţie a moleculei iar în alte cazuri se micşorează cu aceeaşi cantitate(care contribue la creşterea energiei de vibraţie şi de rotaţie a moleculei). In majoritatea cazurilor însă ciocnirea fotonului cu molecula mediului nu este însoţită de un transfer de energie astfel că frecvenţa rămîne neschimbată(difuzie Rayleigh).De aceea, intensitatea liniilor Raman(sateliţilor)este foarte mică în comparaţie cu intensitatea liniilor excitatoare .In condiţii obişnuite intensitatea sateliţilor de lungime de undă mai mică(dinspre violet)este foarte mică deoarece majoritatea moleculelor au energia de oscilaţie şi de rotaţie minimă(se află în stare normală)astfel că ele absorb din energia fotonilor.Odată cu creşterea temperaturii mediului intensitatea sateliţilor dinspre violet creşte iar a celor dinspre roşu scade deoarece în acest caz creşte numărul moleculelor care posedă energia mişcării de oscilaţie şi de rotaţie.

Spectrele Raman servesc atît pentru determinarea constantelor caracteristice moleculelor cît şi pentru efectuarea unor analize chimice(de exemplu pentru dozarea hidrocarburilor aromatice din produsele petroliere).

§5.Emisia stimulată a luminii

După cum ştim,conform teoriei cuantice,un sistem atomic care poate fi un atom, un ion sau o moleculă este stabil numai în anumite stări de energie bine determinată numite stări staţionare(Primul postulat al lui Bohr).Orice variaţie a acestei energii este legată de o tranziţie în salt a sistemului atomic dintr-o stare staţionară în alta.In conformitate cu legea conservării energiei o astfel de tranziţie poate avea loc dacă sistemul atomic primeşte sau cedează o anumită cantitate de energie.Aceste tranziţii pot fi radiative(optice) cînd sistemul atomic emite sau absoarbe radiaţie electromagnetică,sau neradiative,cînd are loc un schimb direct de energie între sistemul atomic considerat şi sistemele înconjurătoare cu care acesta interacţionează.Din categoria tranziţiilor neradiative fac parte,

de exemplu,excitarea atomilor şi moleculelor prin ciocniri electronice,transferul energiei interne de la o moleculă la alta prin ciocniri între molecule etc.Tranziţiile radiative au loc, de exemplu,în sursele de lumină obişnuite,în fenomenul de emisie a radiaţiei de rezonanţă,precum şi în alte fenomene în care se emit sau se absorb radiaţii electromagnetice. In conformitate cu cel de al doilea postulat al lui Bohr(legea conservării energiei)la trecerea unui sistem atomic dintr-o stare staţionară cu energia E_i în altă stare staţionară cu energia E_K este emisă sau absorbită o radiaţie electromagnetică monocromatică a cărei frecvenţă ϑ_{iK} se determină cu ajutorul relaţiei :

$$h\vartheta_{iK} = E_i - E_K \qquad (288)$$

unde h este constanta lui Planck.

Intr-o astfel de tranziţie,radiaţia electromagnetică este emisă dacă $E_i > E_K$ şi este absorbită dacă $E_i < E_K$.(fig. 236).Dacă sub acţiunea unui factor exterior(temperatură,cîmp electric,radiaţie electromagnetică etc.)sistemul atomic trece într-o stare excitată cu energia E_i,el rămîne în această stare un timp foarte scurt,în general de ordinul 10^{-8}s, după care trece în mod spontan într-o stare energetică inferioară E_K şi emite o radiaţie cu frecvenţa ϑ_{iK} dată de relaţia precedentă (288).Procesul de emisie a radiaţiei ca urmare a trecerii sistemului atomic în starea energetică inferioară în lipsa acţiunii unei radiaţii exterioare se numeşte emisie spontană.

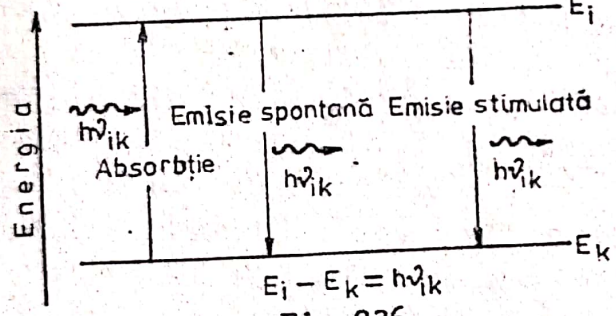


Fig.236

In anul 1917 Einstein a arătat că dacă un sistem atomic aflat în starea energetică superioară E_i se află sub acţiunea cîmpului unei unde electromagnetice de frecvenţă ϑ_{iK},atunci sistemul suferă pe lîngă tranziţia spontană de frecvenţă ϑ_{iK} şi o tranziţie de aceeaşi frecvenţă ϑ_{iK} indusă de radiaţia exterioară(fig.236).Procesul de emisie ce are loc datorită interacţiunii sistemului atomic cu radiaţia exterioară se numeşte emisie indusă sau emisie stimulată.La rîndul său unda emisă în

acest mod(fotonul) poate să stimuleze un alt sistem atomic aflat în starea energetică superioară E_i şi aşa mai departe.

Procesul va conduce astfel la amplificarea undei incidente(semnalului),ceea ce constituie ideea esenţială a principiului de funcţionare a unor dispozitive numite generatoare şi amplificatoare cuantice de radiaţii.Pentru a obţine efectul de amplificare a radiaţiei,adică pentru ca radiaţia emisă în mod stimulat să depăşească în intensitate pe cea absorbită,trebuiesc realizate condiţii experimentale speciale după cum vom arăta în cele ce urmează.Inainte de aceasta trebuie să remarcăm însă că,în timp ce emisia spontană nu depinde de condiţiile exterioare şi ca urmare faza undei nu depinde de faza undei excitatoare,unda emisă stimulat este totdeauna în fază cu unda excitatoare.Deaceea în fenomenul de emisie stimulată se obţin unde coerente.Pe lîngă aceasta între emisia spontană şi cea stimulată mai există o deosebire esenţială care constă în faptul că, în timp ce emisia spontană a fotonului poate avea loc în orice direcţie, emisia indusă are loc după direcţia de propagare a radiaţiei incidente.Din cele arătate rezultă că prin fenomenul de emisie stimulată trebuie să se obţină o undă amplificată,monocromatică şi coerentă.Aceste calităţi,stau la baza a numeroase aplicaţii practice a radiaţiei stimulate.Trebuie să remarcăm deasemenea că emisia stimulată este un proces opus absorbţiei şi ca urmare poate fi privită ca o absorbţie negativă.Atît emisia stimulată cît şi absorbţia sînt procese stimulate(forţate)deoarece ele au loc numai sub acţiunea radiaţiei exterioare.Ele se deosebesc însă prin aceea că într-un proces elementar de absorbţie numărul fotonilor scade cu o unitate iar într-un proces elementar de emisie stimulată creşte cu o unitate.In condiţii normale,din corpul supus acţiunii unui flux de fotoni incidenţi va ieşi în unitatea de timp un număr de fotoni mai mic decît cel incident datorită pierderilor(tranziţiilor neradiative)care pînă la urmă duc la încălzirea corpului.Deci în aceste condiţii fenomenul de amplificare a radiaţiei nu poate avea loc.Să examinăm însă mai aprofundat bilanţul energetic al fenomenelor implicate în acest proces pentru a găsi condiţiile în care poate avea loc fenomenul de amplificare a radiaţiei.

Să admitem că avem un mediu(de exemplu un gaz închis într-o incintă)format dintr-un ansamblu de sisteme atomice (atomi,ioni sau molecule)la echilibru termic care pot emite sau absorbi fotoni de frecvenţă $\vartheta = \vartheta_{iK} = \frac{1}{h}(E_i - E_K)$.Fie N_i numărul de particule avînd energia E_i(populaţia nivelului superior) şi N_K numărul de particule avînd energia E_K(populaţia nivelului inferior).Tranziţiile radiative dintre cele două nivele de energie date,cel superior E_i şi cel inferior E_K,se caracterizează cu ajutorul unor mărimi care se numesc coeficienţi de probabilitate ai tranziţiilor sau coeficienţii lui Einstein.

Numărul fotonilor emişi sau absorbiţi în unitatea de timp este funcţie de populareа nivelului de pe care are loc tranziţia şi de probabilitatea de tranziţie.Astfel, numărul $Z_{iK}^{(sp)}$ de fotoni emişi spontan în unitate de timp este proporţional cu populaţia N_i a nivelului superior :

$$Z_{iK}^{(sp)} = A_{iK}N_i \qquad (289)$$

unde A_{iK} este coeficientul lui Einstein pentru emisia spontană.

Numărul $Z_{iK}^{(abs)}$ de fotoni absorbiţi în unitatea de timp este proporţional cu populaţia N_K a nivelului inferior şi,datorită faptului că absorbţia este un proces forţat, cu densitatea de radiaţie $\varrho(\vartheta)$ adică cu energia tuturor fotonilor de frecvenţă $\vartheta = \vartheta_{iK}$ din unitatea de volum :

$$Z_{Ki}^{(abs)} = B_{Ki}N_K\varrho(\vartheta) \qquad (290)$$

unde B_{Ki} este coeficientul lui Einstein pentru absorbţie.

In fine,numărul de fotoni $Z_{iK}^{(st)}$ de frecvenţă $\vartheta = \vartheta_{iK}$ emişi în unitatea de timp sub acţiunea radiaţiei de densitate $\varrho(\vartheta)$,adică prin tranziţii stimulate,va fi :

$$Z_{iK}^{(st)} = B_{iK}N_i \cdot \varrho(\vartheta) \qquad (291)$$

unde B_{iK} este coeficientul lui Einstein pentru emisia stimulată.

Se poate arăta că între coeficienţii A_{iK},B_{iK} şi B_{Ki} există relaţiile :

$$g_{iK}B_{iK} = g_KB_{Ki} \qquad (292)$$

şi

$$A_{iK} = \frac{8\pi h\vartheta^3}{c^3} \cdot B_{iK} \qquad (293)$$

unde g_i şi g_K sînt <u>ponderile statistice</u> a nivelelor de energie E_i şi E_K adică nişte mărimi constante caracteristice nivelelor date iar c este viteza luminii în vid.Pentru anumite nivele de energie (nedegenerate) $g_i=g_K$ şi deci :

$$B_{iK} = B_{Ki} \tag{294}$$

In mod obişnuit la emisia luminii au loc simultan toate cele trei procese : de absorbţie,de emisie spontană şi de emisie stimulată.Ţinînd seama de expresiile precedente,care ne dau numărul de fotoni emişi şi absorbiţi, rezultă că numărul efectiv Z de fotoni emişi în unitate de timp va fi :

$$Z = A_{iK}N_i + B_{iK}N_i\,\rho(\vartheta) - B_{Ki}N_K\,\rho(\vartheta) \tag{295}$$

sau, pentru $B_{iK} = B_{Ki}$:

$$Z = A_{iK}N_i + (N_i - N_K)B_{iK}\,\rho(\vartheta) \tag{296}$$

Se poate arăta că pentru un sistem aflat în echilibru termic la temperatura T ,între populaţia N_i a nivelului superior E_i şi populaţia N_K a nivelului inferior E_K există următoarea relaţie dată de legea de distribuţie a lui Boltzmann:

$$N_i = N_K\, e^{-\frac{E_i - E_K}{k\cdot T}} = N_K e^{-\frac{h\vartheta}{kT}} \tag{297}$$

De aici se vede că la orice temperatură cuprinsă între 0 şi ∞ nivelul superior este întodeauna mai puţin populat, $N_i < N_K$.In aceste condiţii în expresia (296) predomină primul termen care corespunde emisiei spontane.(Termenul corespunzător emisiei stimulate fiind negativ înseamnă că sistemul absoarbe mai multă energie deçît emite).Din contra,dacă printr-un mijloc oarecare, altul decît creşterea temperaturii,reuşim să populăm mai mult nivelul superior, $N_i > N_K$ adică să realizăm ceea ce se numeşte o <u>inversiune de populaţie</u> astfel încît să avem inegalitatea

$$(N_i - N_K)B_{iK}\,\rho(\vartheta) \gg A_{iK}N_i \tag{298}$$

va predomina emisia stimulată.De aici rezultă că pentru a obţine practic numai emisie stimulată(amplificarea radiaţiei)

trebuiesc îndeplinite două condiţii : realizarea inversiunii de populaţie între două nivele E_i şi E_K şi crearea unui cîmp de radiaţii de densitate $\rho(\vartheta)$ suficient de mare.Valoarea lui $\rho(\vartheta)$ pentru care se realizează condiţia de mai sus se numeşte densitate de prag energetic.Tinînd seama de faptul că A_{iK} scade proporţional cu ϑ^3 (relaţia 293)rezultă că condiţia de amplificare a radiaţiei (298)este mai uşor de îndeplinit în domeniul undelor radio(frecvenţe mici)decît în domeniul optic.

Rezolvînd ecuaţia(297) în raport cu temperatura obţinem :

$$T = -\frac{E_i - E_K}{k \ln \frac{N_i}{N_K}} \qquad (299)$$

Deoarece $E_i > E_K$,iar la echilibru termodinamic obţinut $N_i < N_K$, numitorul fracţiei este negativ şi deci $T > 0^oK$ .De aici rezultă că în mod natural, cînd un ansamblu de sisteme atomice se află în echilibru termodinamic,temperatura absolută a mediului respectiv este pozitivă în raport cu nivelele considerate i şi K .Mediul respectiv absoarbe radiaţia electromagnetică de frecvenţă $\vartheta = \frac{E_i - E_K}{h}$. Cînd se realizează inversiunea de populaţie,ansamblul de sisteme nu se mai află în stare de echilibru termodinamic.Presupunînd totuşi că legea de distribuţie a lui Boltzmann este valabilă şi în acest caz,rezultă că ansamblul de sisteme atomice trebuie să posede(formal)temperatură absolută negativă în raport cu nivelele de energie i şi K. Cum în acest caz condiţia de amplificare $N_i > N_K$ este satisfăcută, rezultă că ansamblul de sisteme atomice căruia i se poate atribui temperatură negativă este capabil să amplifice radiaţia monocromatică de frecvenţă ϑ corespunzătoare tranziţiei între nivelele E_i şi E_K în raport cu care s-a realizat inversiunea de populaţie.Un astfel de sistem se numeşte mediu activ.Acesta poate fi un fascicul molecular sau atomic,un gaz închis într-o incintă sau o substanţă solidă.

In funcţie de natura mediului activ, pentru realizarea inversiunii de populaţie s-au dezvoltat o serie de metode care au dus la realizarea dispozitivelor numite generatoare şi ampli-

ficatoare cuantice.După domeniul spectral în care lucrează ele mai poartă şi alte denumiri prescurtate ca : LASER,de la iniţialele cuvintelor în engleză:"Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation"(Amplificarea luminii prin emisia stimulată a radiaţiei)pentru domeniul vizibil, IRASER, de la "Infrared Amplification by Stimulated Emission of Radiation" - pentru radiaţiile infraroşii,MASER ,de la "Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation"pentru domeniul microundelor electromagnetice etc.

Una dintre metodele de realizare a inversiunii de populaţie, necesare pentru funcţionarea acestor dispozitive,se bazează pe utilizarea aşa numitor nivele metastabile a atomilor,ionilor sau moleculelor,adică a unor nivele energetice pe care particulele excitate pot rămîne un timp mai îndelungat decît pe nivelele de excitare obişnuite(tranziţiile spontane de pe nivelele metastabile pe nivelele energetice inferioare nu sînt posibile deoarece ele nu satisfac anumite reguli de selecţie stabilite în mecanica cuantică).Pentru a înţelege rolul acestor nivele metastabile să presupunem că prin absorbţia unei radiaţii de frecvenţă ϑ_{1-3} sistemul atomic trece din starea energetică inferioară E_1,în starea superioară E_3 (fig.237) .(Procedeul de excitare a atomilor,ionilor sau moleculelor unui mediu prin iradiere cu radiaţii electromagnetice de o anumită lungime de undă se numeşte pompaj optic).Pe acest nivel excitat sistemele atomice nu rămîn decît un timp foarte scurt, de ordinul 10^{-8} secunde, după care prin tranziţii spontane neradiative trec pe nivelul metastabil E_2 .Deoarece tranziţiile spontane de pe acest nivel pe nivelul inferior nu sînt permise, pe nivelul metastabil E_2 se acumulează un mare număr de sisteme atomice realizîndu-se astfel inversiunea de populaţie între nivelele E_1 şi E_2.Sub acţiunea unei unde electromagnetice semnal de frecvenţă ϑ_{2-1} ,care pătrunde în mediul respectiv, se produce trecerea forţată practic simultană a tuturor sistemelor atomice de pe nivelul metastabil E_2 pe nivelul inferior E_1(emisia stimu-

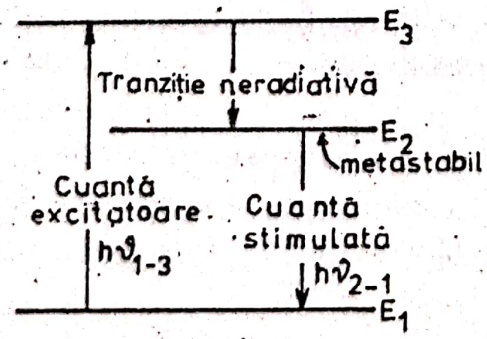


Fig.237

lată).Pentru a utiliza însăşi radiaţia stimulată ca radiaţie de inducţie(semnal) dispozitivul experimental comportă un rezonator în care este introdus mediul activ.Cel mai simplu rezonator este format din două oglinzi plane paralele cu factori de reflexie mari (98%)aşezate faţă în faţă ca şi la interferometrul Fabry-Perot(fig.238).Ca urmare a reflexiilor multiple între cele două oglinzi,în cavitatea rezonantă se creiază o densitate de radiaţii $\rho(\nu)$ suficient de mare necesară pentru obţinerea unei radiaţii stimulate intense.

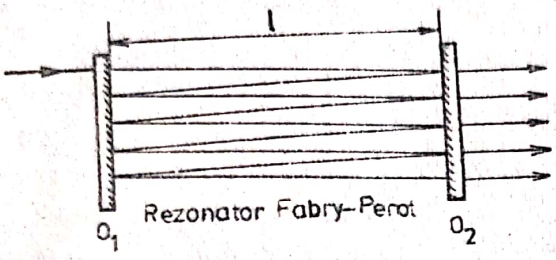


Fig.238

5.1 Laseri

Primul amplificator cuantic de radiaţie a fost laserul cu rubin realizat de Maiman în anul 1960.El are ca mediu activ un cristal de rubin sintetic roz impurificat cu crom într-o proporţie bine determinată (Al_2O_3 + 0,05 % Cr).Schema de principiu a acestui laser este dată în fig.239.Bastonaşul de rubin R cu lungimea de 4 - 10 cm şi diametrul de 5-10 mm are suprafeţele de la capete şlefuite riguros plan-paralele şi acoperite cu straturi subţiri de argint obţinute prin evaporare în vid.Una din feţe(O_1) este acoperită cu un strat mai gros de argint astfel încît ea devine perfect reflectătoare iar cealaltă(O_2) cu un strat mai subţire astfel încît ea are o anumită transparenţă(5-10 %) pentru a permite ieşirea fasciculului laser.Aceste două suprafeţe reflectătoare fac ca volumul bastonaşului de rubin să se comporte ca o cavitate rezonantă (rezonator) pentru radiaţia din interiorul ei.Feţele laterale ale bastonaşului sînt puternic iluminate cu ajutorul

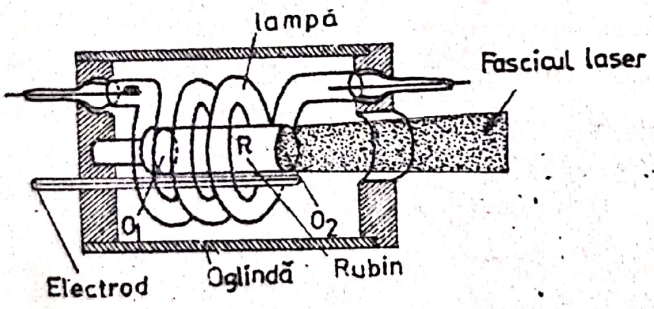


Fig.239

unei lămpi cu xenon în impulsuri care dă un spectru continuu intens.Aceasta constituie "lampa de pompaj"a dispozitivului. Lumina produsă de ea este concentrată pe cristalul de rubin cu ajutorul unei oglinzi cilindrice(reflector) . .In cristalul de rubin cromul se găseşte sub formă de ion triplu ionizat,Cr^{+++}. Nivelele acestui ion aflat în reţeaua de Al_2O_3 sînt reprezentate schematic în figura 240 folosind notaţiile utilizate în spectroscopie.Radiaţiile din domeniul verde (5600 Å) emise de lampa excitatoare provoacă tranziţii ale ionilor de crom de pe nivelul fundamental $^4A_2$ pe numeroasele nivele de energie situate în banda largă $^4F_2$(se realizează pompajul optic) . Prin interacţiune cu reţeaua de rubin ionii aflaţi în starea $^4F_2$ pierd din energie prin tranziţii neradiative şi trec pe nivelul metastabil ^2E. (Acest nivel este de fapt un dublet fiind alcătuit din două subnivele înguste notate cu $\bar{E}$ şi $\bar{2}$).Viaţa medie a ionilor de crom pe nivelul metastabil ^2E este cu cîteva ordine de mărime mai mare decît a ionilor din starea $^4F_2$.

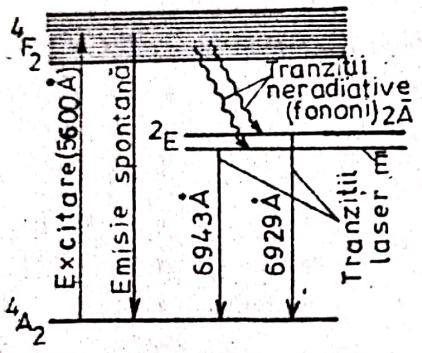


Fig.240

Ca urmare,în unitate de timp, numărul tranziţiilor spontane $^2E \longrightarrow {}^4A_2$ este mult mai mic decît numărul tranziţiilor spontane $^4F_2 \longrightarrow {}^4A_2$.Dacă acum intensitatea luminii excitatoare(5600 Å)este suficient de mare,astfel ca în unitatea de timp numărul fotonilor radiaţiei excitatoare să depăşească numărul fotonilor emişi spontan de pe nivelele $^4F_2$ şi ^2E pe nivelul fundamental $^4A_2$,atunci va avea loc un proces de acumulare a ionilor excitaţi pe nivelul ^2E ca urmare a tranziţiilor spontane neradiative $^4F_2 \longrightarrow {}^2E$,pînă cînd acest nivel devine mai populat decît nivelul inferior $^4A_2$. Se realizează astfel inversiunea de populaţie între nivelele ^2E şi $^4A_2$.După realizarea suprapopulării,în bastonaşul de rubin R există o mare concentraţie de ioni de crom excitaţi pe nivelul metastabil ^2E(este creată condiţia unei emisii stimulate).Primii fotoni emişi spontan, ca urmare a tranziţiilor de pe acest nivel pe nivelul fundamental $^4A_2$întîlnind alţi ioni pe nivelul ^2E,provoacă tranziţia stimulată a

acestora pe nivelul $^4A_2$ şi deci noi fotoni,care, la rîndul lor, vor provoca alte emisii stimulate şi aşa mai departe ca la o reacţie în lanţ.Apare astfel o avalanşă de fotoni foarte puternică care duce la depopularea aproape instantanee a nivelului ^2E şi deci la emisia unui mare număr de fotoni avînd aceeaşi fază şi frecvenţă ceea ce este caracteristic efectului laser.La acest proces de "golire" rapidă a nivelului metastabil ^2E un rol hotărîtor îl joacă cele două oglinzi de la capetele bastonaşului de rubin(rezonatorul).Ele fac ca o parte din fotonii produşi în volumul barei să străbată,în urma reflexiilor,de cîteva mii de ori lungimea ei,înainte de a o părăsi mărind astfel considerabil numărul emisiilor stimulate a ionilor din starea ^2E.In afara efectului de reţinere a energiei electromagnetice în interiorul mediului activ(asigurarea unei mari densităţi de energie $\rho(\vartheta)$),aceste reflexii unidirecţionale repetate provoacă şi o acumulare a fotonilor cu precădere de-a lungul axei.In cele din urmă,după realizarea densităţii de prag,aceştia ies prin oglinda semitransparentă sub forma unui fascicul paralel de lumină coerentă , extrem de intens şi monocromatic,numit <u>fascicul laser</u>.

Trebuie să remarcăm că nivelul metastabil ^2E fiind un dublet se obţine efect laser pentru două tranziţii : $\bar{E} \rightarrow {}^4A_2$ (λ_1= 6943 Å) şi $2\bar{A} \rightarrow {}^4A_2$($\lambda_2$=6929 Å).Ambele radiaţii se află, după cum se vede, în domeniul roşu al spectrului vizibil.Cea mai intensă este radiaţia de 6943 Å.Radiaţia laser este extrem de monocromatică.In funcţie de condiţiile de obţinere lărgimea liniei variază între 10^{-11} - 10^{-5} Å, pe cînd cele mai înguste linii emise de sursele obişnuite au lărgimi de cel puţin 10^{-3}Å.

In cazul descris,cînd emisia este stimulată de primii fotoni emişi spontan,laserul funcţionează ca un generator cuantic de radiaţie : este iluminat cu o radiaţie verde, care realizează pompajul optic,şi generează lumină roşie.El poate funcţiona însă şi ca amplificator cuantic de radiaţie.Pentru aceasta se realizează întîi inversiunea de populaţie prin pompaj în modul arătat.Dacă iluminăm apoi cristalul cu lumină roşie avînd de exemplu lungimea de undă λ = 6943 Å aceasta va fi puternic amplificată (de$\approx 10^{15}$ ori).Deoarece pentru repopularea nivelului metastabil ^2E este nevoie de, un anumit timp (aprox.10^{-6} s)majori-

tatea laserilor cu rubin(şi în general cei cu mediu activ solid)funcţionează în impulsuri.Puterea unui astfel de impuls este de ordinul megawaţilor.Deoarece fasciculul laser este extrem de monocromatic el poate fi concentrat cu o lentilă într-un singur punct.Se obţin astfel temperaturi de ordinul zecilor de mii de grade capabile să vaporizeze toate materialele existente.

Pe principiul laserului cu rubin au fost construiţi laseri cu numeroşi alţi ioni activi ca : U^{+++}, Nd^{+++}, Sm^{+++} etc. înglobaţi în sticlă sau în diferite cristale.Folosind alte sisteme de excitare(descărcarea electrică în gaz,ciocnirea între atomi şi molecule,etc.)s-au construit şi laseri cu gaz care dau în general puteri mai mici,dar prezintă avantaje foarte mari în privinţa coerenţei,direcţionalităţii şi monocromaticităţii radiaţiei emise.Dintre aceştia menţionăm laserii cu amestec de heliu-neon şi cu gaze nobile pure care funcţionează în regim continuu precum şi laserul cu CO_2 care poate funcţiona continuu sau în impulsuri.S-au construit deasemenea laseri care au ca mediu activ unele substanţe organice lichide(chelaţi)precum şi laseri cu semiconductori.

5.2 Aplicaţiile laserilor

Datorită proprietăţilor remarcabile ale radiaţiei stimulate,laserii au numeroase aplicaţii în ştiinţă şi tehnică. Vom aminti doar cîteva dintre acestea :

a)<u>In scopuri ştiinţifice.</u> Cîmpul electric al radiaţiei laser atingînd valori ce depăşesc cîmpurile electrostatice intraatomice($\approx 10^{11}$ V/m) poate provoca modificări apreciabile a proprietăţilor fizice a corpurilor străbătute de lumină.Astfel, ca urmare a orientării moleculelor anizotrope,apar aşa numitele efecte optice neliniare care constau în modificarea permitivităţii electrice, a indicelui de refracţie, a polarizabilităţii electrice şi a altor mărimi caracteristice materialului,în funcţie de patratul cîmpului electric al undei luminoase.Din studiul acestor efecte se pot obţine noi informaţii asupra structurii materiei, precum şi asupra interacţiunii luminii cu substanţa.Deasemenea, într-un cîmp electric atît de intens, atomii sau moleculele pot

interacţiona într-un mod cu totul neprevăzut.Studiind aceste interacţiuni se pot obţine informaţii asupra cîmpului cristalin şi al legăturilor dintre atomi sau chiar din interiorul atomilor.Astfel de cîmpuri electrice puternice pot produce şi alte efecte asupra materiei.De exemplu,radiaţiile laser din infraroşu pot să excite vibraţiile unor molecule.Deoarece moleculele excitate reacţionează mai puternic decît celelalte, cu ajutorul laserului,pot fi dirijate selectiv anumite reacţii chimice.Laserii constituie deasemenea surse de radiaţii intense şi monocromatice foarte potrivite pentru studiul structurii materiei prin metode spectrale.Astfel,utilizarea radiaţiei laser ca radiaţie excitatoare în spectroscopia Raman duce la mărirea considerabilă a preciziei cercetărilor .Pe lîngă aceasta, intensitatea ridicată a radiaţiei laser poate conduce la descoperirea unor linii spectrale noi care ne dau noi informaţii asupra structurii materiei.Prin focalizarea radiaţiei laser se pot volatiliza probe foarte mici şi apoi să se facă analiza spectrochimică a vaporilor rezultaţi.Coerenţa aproape perfectă a fasciculului laser, determină folosirea sa în studiul aprofundat al interferenţei şi difracţiei undelor electromagnetice.Calităţile deosebite ale semnalelor emise de laseri au permis efectuarea cu mare precizie a unor experienţe care au arătat că viteza luminii nu depinde de mişcarea Pămîntului în spaţiu şi decă că nu există " eter luminos",în deplin acord cu concluziile obţinute pentru prima dată(1881) de Michelson şi Morley şi care au stat la baza teoriei relativităţii.In prezent laserii îşi găsesc deasemenea aplicaţii ştiinţifice la verificarea experimentală a teoriei relativităţii,la cercetarea cîmpului gravitaţional ,la ghidarea sateliţilor artificiali şi a navelor interplanetare etc.

b)<u>In tehnică şi industrie</u>. Una dintre numeroasele aplicaţii tehnice ale laserilor cpreia i se dă în prezent cea mai mare atenţie este <u>transmisiunea de informaţii</u>(mesajul purtător).Fasciculele de radiaţii emise de laseri fiind puternic coerente, monocromatice,foarte intense şi direcţionale sînt ideale pentru acest scop.Deoarece cantitatea de informaţii pe care o poate transporta o undă electromagnetică este proporţională cu frecvenţa ei, modularea luminii laser permite transmi-

terea unui volum foarte mare de informaţii care depăşesc cu mult performanţele celor mai bune mijloace clasice din tehnica telecomunicaţiilor.

Datorită frecvenţei de lucru ridicată a dispozitivelor laser, utilizarea lor în tehnica calculatoarelor electronice deschide perspectiva măririi considerabile a vitezei de lucru a acestora şi anume,de aproximativ 10.000 de ori faţă de viteza de lucru a calculatoarelor obişnuite.Deasemenea intensitatea mare şi paralelismul aproape perfect a razelor fasciculului laser (colimarea) fac ca aceste dispozitive să poată fi utilizate cu mult succes la construirea radarului optic.Acesta oferă precizii mult mai mari şi permite urmărirea obiectelor mult mai îndepărtate decît în cazul utilizării radarului clasic cu microunde.De exemplu,o distanţă de 1570 km pînă la un satelit a fost determinată cu o abatere de numai 8 m.

Coerenţa şi monocromaticitatea radiaţiei laser permit să se mărească precizia măsurătorilor interferometrice. Acest lucru este deosebit de important în metrologie, la verificarea calităţii instrumentelor optice, a lentilelor a prismelor etc.

In chirurgia oculară oftalmologii au început să utilizeze lumina emisă de laseri la tratarea diferitelor afecţiuni ale ochiului.S-au efectuat astfel : sudarea retinei desprinse, distrugerea de tumori apărute pe retină, practicarea unei pupile artificiale etc.Trebuie remarcat că în cazul unor asemenea operaţii,anestezia generală nu este necesară :intervenţia se produce atît de repede,încît ochiul nici nu are timp să reacţioneze.Concentrarea luminii laser pe locul leziunii de pe retină se face uneori chiar cu ajutorul cristalinului.

In industrie,laserul îşi găseşte deasemenea numeroase aplicaţii.Fasciculul laser, putînd dezvolta temperaturi care pot topi sau vaporiza orice material refractar,este folosit la prelucrarea materialelor foarte dure, cum ar fi perforarea pieselor de diamant sau ceramică,la sudarea pieselor de dimensiuni foarte mici(microcontacte în electronică) etc.

Un loc important i se rezervă laserului în domeniul fizicii nucleare.Prin concentrarea într-un singur punct a unui mare număr de fascicule emise de laseri cu impulsuri gigantice

(5o MW) se pot obţine temperaturi extrem de mari necesare la amorsarea reacţiilor termonucleare.

Calităţile deosebite ale luminii emise de laseri fac ca aceste dispozitive să fie foarte utile în arta fotografică. In acest caz,monocromaticitatea elimină dificultăţile legate de aberaţiile cromatice,iar intensitatea mare permite expuneri de foarte scurtă durată a materialelor fotografice,ceea ce înlătură vibraţiile în timpul expunerii.Toate acestea duc la o calitate a imaginii de lo ori mai bună decît în cazul utilizării luminii naturale.

In fine, pe lîngă realizările spectaculoase din domeniul fotografiei obişnuite utilizarea radiaţiei laser a revoluţionat tehnica fotografiei în relief, dînd posibilitatea obţinerii unor fotografii în relief fără obiectiv fotografic. Noua tehnică poartă numele de holografie,iar fotografiile respective se numesc holograme.In esenţă, metoda holografică constă în a înregistra pe o placă fotografică figura de interferenţă care se obţine prin suprapunerea unui fascicul laser difuzat de obiect cu un fascicul coerent şi intens auxiliar.In acest mod după cum a arătat Gabor(1948)pe placa fotografică se obţin simultan informaţii atît asupra amplitudinilor cît şi asupra fazelor undelor luminoase pornite din fiecare punct al obiectului. Imaginea obiectului se obţine prin reconstituirea frontului de undă.Pentru aceasta placa fotografică developată se priveşte tot în lumina coerentă provenită de la un laser.Frontul de undă care ajunge la ochi conţine informaţii despre obiect avînd aceleaşi caracteristici ca şi frontul undei care a produs holograma.Deaceea ochiul percepe o imagine în relief a obiectului.Deoarece în fiecare porţiune a hologramei se înregistrează informaţii de la toate punctele obiectului,noi vedem o imagine în relief oricare ar fi regiunea din hologramă prin care privim spre sursă.Chiar dacă o parte din hologramă se pierde porţiunea rămasă ne va da o imagine completă a obiectului ceea ce este important din punct de vedere practic.

TABLA DE MATERII

pag.

I N T R O D U C E R E

SCURTA PRIVIRE ISTORICA ASUPRA EVOLUTIEI CONCEPTIILOR DESPRE NATURA LUMINII..... 3

1.Teoria corpusculară a naturii luminii(teoria emisiunii luminii)..... 4

2.Teoria ondulatorie a naturii luminii..... 6

3.Teoria electromagnetică a naturii luminii..... 1o

4.Teoria cuantică a naturii luminii..... 12

C A P I T O L U L-I-

V I T E Z A L U M I N I I

1.Metoda astronomică a lui Römer..... 13

2.Metoda lui Fizeau(metoda roţii dinţate)..... 14

3.Metoda lui Foucault(metoda oglinzii rotitoare)..... 16

4.Metoda lui Michelson(metoda prismei rotitoare)..... 18

C A P I T O L U L-II-

F O T O M E T R I A

§ 1. Noţiuni fundamentale..... 2o

1.1 Flux luminos, Φ 22

1.2 Intensitatea luminii , I 23

1.3 Luminanţa sursei , L..... 25

1.4 Emitanţa sursei, M..... 26

1.5 Iluminarea, E..... 26

1.6 Expunerea , H..... 27

1.7 Cantitatea de lumină, Q 27

pag.

§ 2. Fotometre..... 28
2.1 Fotometrul Lummer-Brodhun 28
2.2 Fotometrul diferenţial cu fotoelemente..... 29
2.3 Luxmetrul..... 30

C A P I T O L U L -III-

R E F L E X I A S I R E F R A C Ţ I A L U M I N I I

§ 1. Noţiuni generale..... 30
§ 2. Principiul lui Fermat..... 34
§ 3. Reflexia luminii pe oglinzi plane..... 36
§ 4. Reflexia luminii pe oglinzi sferice..... 40
4.1 Formula oglinzilor sferice..... 42
4.2 Formula oglinzilor sferice în forma dată de Newton..... 42
4.3 Imagini în oglinzile sferice..... 43
4.4 Mărirea la oglinzile sferice..... 45
4.5 Defectele oglinzilor sferice..... 46
4.6 Oglinzile cilindrice,eliptice şi parabolice..... 48
§ 5. Refracţia luminii în lame cu feţe plan-paralele... 49
§ 6. Reflexia totală a luminii..... 51
6.1 Reflexia totală frustrată..... 55
§ 7. Refracţia atmosferică..... 56
§ 8. Refracţia prin prismă..... 57
8.1 Tipuri de prisme..... 61

Scanned with OKEN Scanner

pag.

C A P I T O L U L -IV-

D I S P E R S I A S I A B S O R B T I A L U M I N I I

§ 1. Dispersia luminii..... 63
§ 2. Absorbţia luminii..... 7o
§ 3. Analiza spectrală..... 74
§ 4. Viteza de fază şi viteza de grup..... 78

C A P I T O L U L -V-

R E F R A C T I A L U M I N I I P E S U P R A F E T E S F E R I C E

§ 1. Dioptru sferic..... 8o
§ 2. Sisteme optice centrate..... 89
§ 3. Lentile..... 96
3.1 Construcţia imaginilor în lentile..... 105
3.2 Iluminarea imaginii..... 108
3.3 Asocierea lentilelor subţiri..... 109
3.4 Defectele lentilelor..... 111

C A P I T O L U L -VI-

I N S T R U M E N T E O P T I C E

§ 1. Ochiul şi vederea 121
§ 2. Lupa..... 127
§ 3. Microscopul..... 129
§ 4. Aparate de proiecţie..... 135

Scanned with OKEN Scanner

pag.

C A P I T O L U L -VII-

I N T E R F E R E N Ţ A L U M I N I I

§ 1. Introducere.....137

§ 2. Coerenţa undelor luminoase.....139

§ 3. Vizibilitatea franjelor.....145

§ 4. Calculul interfranjei.....146

§ 5. Dispozitive pentru obţinerea franjelor de interferenţă.....149

5.1 Oglinzile lui Fresnel.....149

5.2 Biprisma lui Fresnel.....151

5.3 Bilentilele lui Billet.....152

5.4 Oglinda lui Lloyd.....152

§ 6. Semnificaţia drumului optic.....153

§ 7. Interferenţa luminii pe lame subţiri.....155

7.1 Franje de interferenţă de egală înclinare.....156

7.2 Franje de interferenţă de egală grosime.....161

7.3 Inelele lui Newton.....165

§ 8. Straturi antireflex.....167

§ 9. Unde luminoase staţionare.....17o

§ 1o. Interferometre cu două fascicule.....174

1o.1 Interferometrul Jamin.....174

1o.2 Interferometrul Mach-Zehnder.....178

1o.3 Interferometrul Michelson.....178

1o.4 Microinterferometrul lui Linnik.....182

1o.5 Interferometrul lui Rayleigh.....183

§ 11. Interferometre cu fascicule multiple.....185

11.1 Interferometrul Fabry-Perot.....186

11.2 Interferometrul(lama) Lummer-Gehrcke.....191

pag.

11.3 Filtre interferenţiale..... 193

C A P I T O L U L -VIII-

D I F R A C Ţ I A L U M I N I I

§ 1. Introducere..... 194

§ 2. Principiul Huygens-Frasnel..... 196

§ 3. Metoda zonelor lui Fresnel..... 197

§ 4. Reţeaua zonală..... 203

§ 5. Difracţia în lumină divergentă..... 205

5.1 Difracţia printr-o fantă circulară..... 205

5.2 Difracţia pe marginile unui disc circular..... 207

5.3 Difracţia pe marginea rectilinie a unui ecran..... 208

§ 6. Difracţia în lumină paralelă..... 210

6.1 Difracţia printr-o fantă..... 210

6.2 Difracţia pe o reţea de difracţie plană..... 217

6.3 Spectre de difracţie..... 222

6.4 Spectrograful cu reţea de difracţie..... 284

6.5 Difracţia printr-o deschidere circulară..... 227

§ 7. Puterea separatoare a instrumentelor optice..... 229

7.1 Puterea separatoare cromatică a spectrografului cu prismă..... 233

7.2 Puterea separatoare cromatică a spectrografului cu reţea..... 236

pag.

C A P I T O L U L -IX-

P O L A R I Z A R E A L U M I N I I

§ 1. Introducere..... 237
1.2 Despre caracterul luminii naturale..... 239
§ 2. Metode de obţinere a luminii polarizate..... 240
§ 3. Explicarea fenomenului de dublă refracţie..... 246
3.1 Dispozitive de polarizare bazate pe dubla refracţie..... 248
§ 4. Interferenţa luminii polarizate..... 254
§ 5. Rotirea naturală a planului de polarizare..... 259
§ 6. Rotirea magnetică a planului de polarizare (fenomenul lui Faraday)..... 264

C A P I T O L U L - X -

S T R U C T U R A D I S C O N T I N U A A R A D I A T I E I

§ 1. Radiaţia termică..... 266
1.1. Măsurarea temperaturilor înalte(pirometria)..... 277
§ 2. Efectul fotoelectric..... 278
§ 3. Efectul Compton..... 288
§ 4. Presiunea luminii..... 292
§ 5. Razele X..... 296

C A P I T O L U L -XI-

F E N O M E N E D E L U M I N E S C E N Ţ Ă

§ 1. Fotoluminescenţa..... 303

pag.

§2. Electroluminescenţa..... 307
§3. Efectul Cerenkov..... 308
§4. Efectul Raman..... 309
§5. Emisia atimulată a luminii..... 31o
5.1 Laseri..... 317
5.2 Aplicaţiile laserilor..... 32o

..//..